

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE • BAND 28 • HEFT 6 • MÄRZ 1937

Die Streuung mittelschneller Kathodenstrahlen in Gasen

Von A. Becker und E. Kipphan

(Mit 14 Figuren)

Seit Lenards grundlegenden Feststellungen¹⁾ über den diffusen Lauf mittelschneller Kathodenstrahlen in Gasen ist bis heute für dieses Geschwindigkeitsgebiet trotz zahlreicher, dem Streuproblem gewidmeter Untersuchungen kaum neue Erfahrung zur quantitativen Vervollständigung derjenigen Kenntnis hinzugekommen, welche die ursprüngliche, praktisch und theoretisch wichtige Fragestellung nach dem Einfluß der Streuung auf die Strahldichte und damit zugleich nach dem diffundierenden Querschnitt der Moleküle betrifft. Während die Verhältnisse im Gebiet sehr langsamer Strahlen infolge der besonderen Befunde in diesem Bereich sehr eingehend ergründet worden sind, liegen zu unsrer Frage nur noch vereinzelte Messungen²⁾ der Streuung der schnellen β -Strahlen radioaktiver Präparate in Gasen vor.

Die gegenwärtige Untersuchung, die schon vor einer Reihe von Jahren in Angriff genommen worden ist und künftig weitergeführt werden soll, sucht die vorhandene Lücke möglichst weitgehend auszufüllen. Sie will zunächst ein ausreichendes und kritisch geprüftes Beobachtungsmaterial erbringen, das der anschließenden theoretischen Bearbeitung und Verknüpfung mit anderweitiger zugehöriger Kenntnis zur sicheren Grundlage dienen kann.

Das erste Ziel unsrer Versuche ist die quantitative Ermittlung der Intensitätsverteilung in einer Gasschicht variierten Drucks, in die ein paralleles homogenes Kathodenstrahlbündel eintritt. Die Messungen erstrecken sich insgesamt auf 16 Gase unter Drucken von meist 0–1 mm und auf festgewählte Strahlgeschwindigkeiten zwischen 20 und 80 kV.

1) P. Lenard, Wied. Ann. 51. S. 235. 1894; 56. S. 263. 1895; vgl. auch P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten, Heidelberg 1925 und P. Lenard u. A. Becker, Kathodenstrahlen, Handb. d. Exp.-Physik 14. 1927.

2) E. Friman, Ann. d. Phys. 49. S. 373. 1916; M. C. Henderson, Phil. Mag. (7) 8. S. 847. 1929.

I. Versuchsanordnung und Meßverfahren

Die Strahlerzeugung erfolgt in einer Glühkathodenröhre mit einem Aluminiumfenster von $2,3 \mu$ Dicke und 1 mm Durchmesser für den Strahlaustritt. Sie ist über eine in flüssiger Luft stehende Kühlfalle an eine Glasdiffusionspumpe angeschlossen, deren Vorvakuum eine große Stahldiffusionspumpe erzeugt. Als Spannungsquelle dient eine große Stabilvoltanlage, und zur Spannungsmessung

ist ein Thomsonsches Hochspannungselektrometer angeschaltet, das eine Meßgenauigkeit bis auf $0,5\%$ zuläßt.

Der Meßraum wird, wie aus Fig. 1 ersichtlich ist, von einer 6 cm weiten Messingröhre M begrenzt, die luftdicht auf die Kathodenröhre aufgesetzt ist. Sie umschließt im wesentlichen zwei isoliert eingebaute Metallkäfige K_u und K_o , die einzeln mit je einem empfindlichen Quadrantelektrometer E_u und E_o verbunden sind. Die ganze Anordnung kann durch eine weitere Diffusionspumpe völlig evakuiert und dann mit dem zu untersuchenden Gas beschickt werden, dessen Druck durch ein angeschlossenes Kompressionsmanometer meßbar ist.

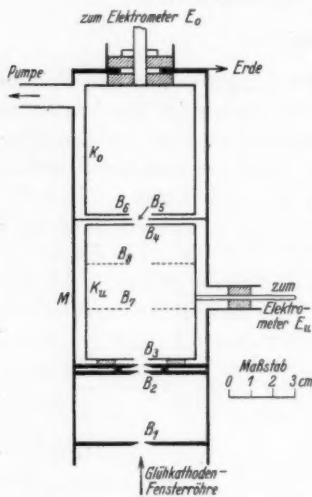


Fig. 1. Versuchsanordnung

Die Strahlausblendung geschieht durch ein Blendensystem $B_1 B_2$ mit je 1 mm weiten Öffnung, das im Vakuum einen praktisch kaum divergierenden Parallelstrahl von rund 1 mm^2 Querschnitt liefert. Man überzeugt sich davon durch photographische Abbildung des Strahlquerschnitts am Ort der Blende B_4 und durch die Streumessungen, die wir im folgenden näher betrachten werden. Um zu erreichen, daß, der Voraussetzung unsrer Versuche entsprechend, auch im Gasraum ein möglichst scharfer Parallelstrahl aus der Blende B_2 austritt, ist diese als Doppelblende ausgebildet, die zwischen B_1 und B_2 gestreute Elektronen am Austritt hindern soll. Es ist hierzu außerdem erforderlich, daß der Gasdruck in allen Fällen niedrig bleibt.

Der Strahl Lauf ist nun der folgende: Der von B_2 gelieferte Parallelstrahl tritt durch die in 2 mm Abstand befindliche, in allen

Fällen 3 mm weite Blende¹⁾ B_3 in den Käfig K_u ein. Dieser hält alle diejenigen Elektronen zurück, die eine solche Beeinflussung erfahren, daß sie dessen Austrittsblende B_4 nicht durchsetzen können. Die durch B_4 noch hindurchtretenden Elektronen werden vom Käfig K_o aufgenommen, der gegen K_u durch eine geerdete Zwischenwand mit Blende B_5 abgeschirmt ist. Die Öffnung von B_4 wird im Laufe der Versuche variiert. Die Weite von B_5 und B_6 wird dabei jeweils so gewählt, daß sie bei jeder folgenden Blende 0,5 mm größer ist als bei der vorhergehenden.

Das Meßverfahren besteht darin, daß man einen Kathodenstrahl von festgehaltener Geschwindigkeit und geeigneter Intensität während einer kurzen Zeit in den Meßraum schickt und die auftretenden Elektrometerangaben feststellt. Werden dieselben auf gleiche Mengenempfindlichkeit der beiden Meßinstrumente bezogen, was durch jederzeit durchführbaren Empfindlichkeitsvergleich mit Hilfe angeschalteter Influenzierungskapazitäten möglich ist, so gibt das Verhältnis $\frac{u}{u+o}$ bzw. $\frac{o}{u+o}$ den Bruchteil der Elektronenzahl des Gesamtstrahls an, der im unteren bzw. oberen Käfig aufgefangen wird, wenn wir die aufgefangenen Mengen (durch die korrigierten Elektrometerausschläge gemessen) mit u bzw. o bezeichnen. Das Ergebnis ist von einer etwaigen Inkonzanz der Anfangsintensität des Strahls unabhängig, da u und o gleichzeitig gemessen werden.

Im Vakuum sollte ein Parallelstrahl bei guter Zentrierung ungehindert mit seiner vollen Intensität in K_o eintreten und K_u ladungsfrei bleiben, sobald die Blende B_4 den Strahlquerschnitt überschreitet. Wie bei unsren Versuchen die Verhältnisse tatsächlich liegen, soll an den Beispielen der Tab. 1 gezeigt werden.

Der untere Käfig bleibt zwar nie völlig ladungsfrei; er erhält aber immer nur einen geringen Bruchteil der Gesamtelektronenmenge des eintretenden Strahls. Man sieht, daß dieser Bruchteil kaum von der oberen Blendenöffnung abhängt, was anzeigt, daß der Strahl auch bei der engen Blende von nur 3 mm Öffnung durch diese noch in keiner Weise am Austritt behindert wird, daß er also weniger als 2° Öffnungswinkel besitzt und daher, wie es auch das photographische Bild anzeigt, praktisch als Parallelstrahl betrachtet werden kann. Man hat für die geringe Aufladung von K_u offenbar eine geringe Streuung bzw. Sekundärstrahlung von B_3 und vielleicht auch eine Streuung des Strahls in dem Gasrest des Meß-

1) Alle Blendenöffnungen sind in Fig. 1 zur Verdeutlichung der Anordnung in verdoppeltem Maßstab eingezeichnet.

Tabelle 1

Strahllauf im Vakuum. Strahlgeschwindigkeit 51 kV

σ	u	$\frac{u}{u + \sigma} \cdot 100$	σ	u	$\frac{u}{u + \sigma} \cdot 100$
----------	-----	----------------------------------	----------	-----	----------------------------------

Strahlweg in K_u 6,0 cm

$B_4 = 3 \text{ mm}$			$B_4 = 10 \text{ mm}$		
54,7	0,82	1,47 %	56,0	0,79	1,39 %
44,3	0,61	1,36	55,6	0,78	1,38
45,9	0,62	1,33	48,8	0,72	1,45
43,1	0,58	1,33	53,4	0,72	1,33
29,0	0,39	1,33	44,0	0,60	1,34

Strahlweg in K_u 8,0 cm $B_4 = 3 \text{ mm}$

34,4	0,86	2,44	33,9	0,78	2,25
27,7	0,70	2,46	40,2	0,97	2,35
32,5	0,82	2,46	38,6	0,90	2,28

raums verantwortlich zu machen. Darauf könnte die Steigerung der Werte beim größeren Strahlweg hinweisen. Es ist aber wahrscheinlicher, daß diese Steigerung einer weniger günstigen Zentrierung des Strahls zuzuschreiben ist. In der Tat erhält man veränderte Werte bei öfterem Zusammensetzen des Apparats, und außerdem findet sich die in K_u abgefangene Elektronenmenge deutlich wachsend mit abnehmender Strahlgeschwindigkeit, was wir ebenfalls durch die verminderte Zentrierungsmöglichkeit der langsameren Strahlen deuten möchten. Die mitgeteilten Beobachtungen zeigen gleichzeitig die praktische Unabhängigkeit der Ergebnisse von der Absolutintensität des eintretenden Strahls.

Im Gas tritt eine Streuung des Strahls ein, deren Betrag für den jeweiligen Strahlweg und den durch die Öffnung von B_4 gegebenen Streukegel wieder aus den gleichzeitigen Aufladungen von K_u und K_o zu entnehmen ist. Diese Messungen können aber nur dann ein einwandfreies Maß für die Streuung geben, wenn sie von Störungen, die die Gegenwart des Gases mit sich bringen kann, befreit sind. Es handelt sich hier im wesentlichen um Leitfähigkeitserzeugung im Gas, die eine Trägerwanderung im Gefolge hat, sobald im Meßraum elektrische Felder vorhanden sind, die entweder infolge von Kontaktpotentialdifferenzen von vornherein bestehen oder durch die Aufladung der Käfige verursacht werden. Um Kontaktpotentialdifferenzen weitgehend auszuschalten haben wir Wert darauf gelegt, daß die Innenteile des Meßraums aus gleichem Stoff

bestehen und in genau gleicher Weise mechanisch vorbehandelt sind. Dann haben wir die in den beiden Meßsystemen benutzten Kapazitäten so gewählt, daß im Durchschnitt der Beobachtungen die an K_u bzw. K_o auftretenden Potentiale trotz der Verschiedenheit der gesammelten Ladungsmengen von ähnlicher Größe bleiben. Wir haben außerdem nur geringe Aufladungen benutzt¹⁾ und die Gasdrucke entsprechend niedrig gehalten. Eine Prüfung auf Störungsfreiheit der Ablesungen ermöglicht die Verfolgung des Gangs der Aufladungen mit der Dauer der Bestrahlung. Ein Beispiel hierfür wird durch Fig. 2 veranschaulicht. Man erkennt, daß die Aufladungen der beiden Käfige um so länger der Bestrahlungsdauer proportional verlaufen, je geringer der Gasdruck ist, während bei wachsenden Drucken deutliche Abweichungen im Sinne von Ladungsverlusten im leitend werdenden Gas auftreten. Durch eine derartige Prüfung haben wir bei allen untersuchten Gasen diejenigen Grenzen festgestellt, innerhalb deren die Messungen fehlerfrei durchzuführen sind. Die Prüfdaten sind unmittelbar für den allgemeinen Meßzweck zu verwerten, wenn sie einfach durch eine Variation der Strahlintensität und der Bestrahlungsdauer bei der Durchführung der

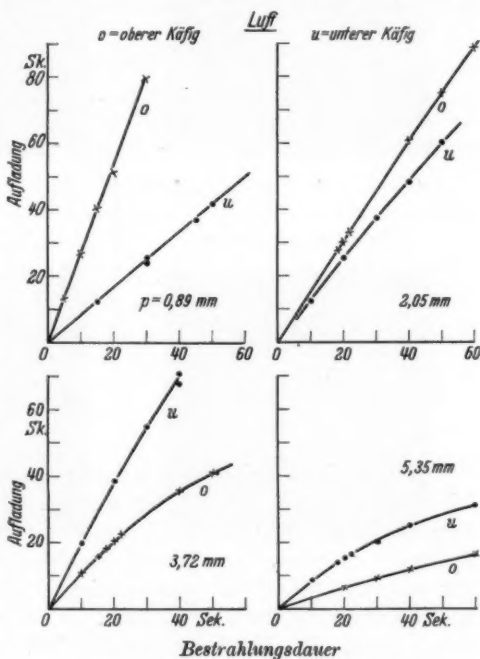


Fig. 2. Einfluß der Gasleitfähigkeit auf die meßbaren Elektronenmengen

1) Die bei empfindlich eingestellten Elektrometern etwa 0,1 Volt meist nicht überschritten. Eine gegenseitige Beeinflussung der beiden Käfige ist durch ihre gegenseitige elektrische Abschirmung ausgeschlossen. Man kann sich davon leicht überzeugen, indem man zum Vergleich die beiden Aufladungen nacheinander bei jeweiliger Erdung des einen Teils beobachtet.

einzelnen Versuchsreihen erhalten werden. Alle im folgenden mitzuteilenden Meßwerte stellen Mittelwerte aus einer Anzahl solcher variiert Einzelbeobachtungen dar. Mit welcher experimentell kaum noch zu übertreffenden Genauigkeit diese Mittelwerte zu finden sind, möge aus dem in Tab. 2 zusammengestellten, beliebig herausgegriffenen Beispiel einer kurzen Meßreihe ersichtlich werden.

Tabelle 2

Strahlstreuung in Xenon. Strahlweg 6,0 cm.
Blende B_1 3 mm. Strahlggeschwindigkeit 37,3 kV

o	u	$\frac{o}{o+u} \cdot 100$	o	u	$\frac{o}{o+u} \cdot 100$
Druck $p = 0,095$ mm			Druck $p = 0,205$ mm		
20,2	9,43	68,2 %	6,6	8,10	44,9 %
23,1	10,70	68,3	6,5	7,88	45,2
12,1	5,66	68,2	9,4	11,6	44,7
11,9	5,48	68,5	13,5	16,8	44,6
9,75	4,51	68,4	8,7	10,65	45,0
16,3	7,53	68,25	4,5	5,60	44,6
24,0	10,95	68,7	10,2	12,6	44,8
Mittel 68,36			Mittel 44,83		

Die *Strahlggeschwindigkeit* bedarf noch besonderer Betrachtung. Die aus dem offenen Fenster der Erzeugungsröhre austretenden Strahlen sind praktisch völlig homogen und durch die angelegte Spannung definiert. Durch das Aluminiumfenster erfolgt eine von der ursprünglichen Strahlggeschwindigkeit abhängige Verlangsamung und Verringerung der Homogenität. Hierüber liegen gesicherte Angaben vor¹⁾, die zu berücksichtigen sind. Zur Veranschaulichung der bei den vorliegenden Untersuchungen gegebenen Verhältnisse möge das Ergebnis der Kristallstreuung unsrer Strahlen dienen. Ihre Streuung in einer dünnen Nickelfolie liefert beispielsweise die in Fig. 3a—d wiedergegebenen Bilder. Den unbeeinflussten Strahlen entspricht ein völlig scharfes Ringsystem (a und c), während nach dem Durchgang durch das Aluminiumfenster Verwischungen auftreten, die aber mit zunehmender Geschwindigkeit (d gegen b) sich immer mehr verlieren, so daß wir schon von etwa 50 kV ab mit praktisch homogener Strahlung rechnen dürfen²⁾. Es wird dies auch

1) P. Lenard u. A. Becker, Kathodenstrahlen. S. 101—124.

2) Dieser Vorteil ist der möglichst gering gewählten Dicke des Fensters zu verdanken. — Bei der Deutung der Strahlbilder ist auch auf die Verschiedenheit der Intensitäten Rücksicht zu nehmen.

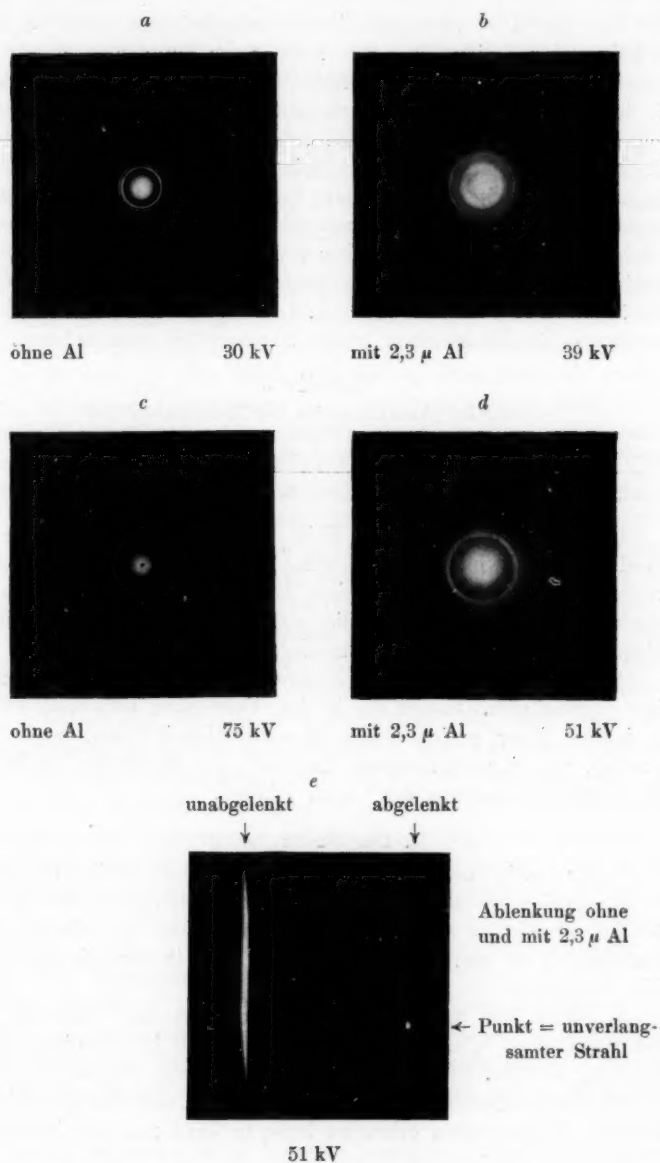


Fig. 3. Geschwindigkeitsanalyse der Kathodenstrahlen

aus der durch e veranschaulichten magnetischen Analyse eines 51 kV-Strahls ersichtlich, der auch nach Durchgang durch das Aluminiumfenster eine scharfe Ablenkung erfährt. Es tritt hier auch die im Aluminium erfolgte Verlangsamung von rund 2,5% gegenüber dem ursprünglichen Strahl hervor, von dem ein Teil durch ein in das Fenster gestochenes feines Loch unverlangsamt in das Magnetfeld eintritt (abgelenkter Punkt). Ein Geschwindigkeitsvergleich aus den Ringdurchmessern muß die Tatsache berücksichtigen, daß a und b gegenüber c und d bei verschiedenen Strahlängen aufgenommen sind. Wir haben bei gleichzeitiger Verwertung der älteren Kenntnis die in Tab. 3 angegebene Geschwindigkeitskorrektur für die Strahlen unsrer Fensterröhre vorzunehmen.

Tabelle 3
Geschwindigkeitskorrektur der Kathodenstrahlen

Angelegte Spannung ...	25	30	40	52,5	60	70	80	} kV
Austrittsgeschwindigkeit	22,5	27,5	38	50,4	58	68,5	78,8	

Die Angaben der letzten Zeile stellen die Schwerpunkte des jeweiligen Geschwindigkeitsspektrums dar; daß dieses eine praktisch ins Gewicht fallende Breite besitzt, kommt nur bei den kleinen Geschwindigkeiten in Betracht, die wir deshalb auch nur in Einzelfällen für die Messungen herangezogen haben.

Eine Störung der Beobachtungen durch Sekundärstrahlen ist nicht anzunehmen. Soweit sie in den Vorräumen auftreten, werden sie infolge ihrer geringfügigen Geschwindigkeit¹⁾ dort auch festgehalten, und ihre Erzeugung innerhalb der Meßräume bleibt auf die elektrische Messung ganz ohne Einfluß.

II. Der Streuvorgang

Unter den in unsren Versuchen festgehaltenen Bedingungen kann von Absorption ebenso wie von Geschwindigkeitsverlust der Strahlen gänzlich abgesehen werden. Wir haben es also mit einem reinen Streuvorgang zu tun. Man kann diesen nun in verschiedener Hinsicht betrachten:

1. Sehen wir den mit der kleinsten von uns benutzten Begrenzungsblende $B_4 = 3$ mm verwirklichten Fall in allerdings grober Näherung als den Idealfall einer Anordnung an, die jedes von der ursprünglich einheitlichen Richtung eines Parallelstrahls abweichende Elektron als gestreutes erkennen ließe, so kann man den Messungen

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 17. S. 441. 1905; 78. S. 228. 1925; K. H. Stehberger, Ann. d. Phys. 86. S. 825. 1928.

den „diffundierenden Querschnitt Q_d “ der Gasmoleküle eines Kubikzentimeters entnehmen, der, auf 1 mm Druck bezogen, in Analogie zu Lenards „absorbierendem Querschnitt“ dem Ansatz

$$(1) \quad Q_d = \frac{1}{p \cdot l} \lognat \frac{o_0}{o_p} \quad \text{entspricht,}$$

wo o_0 und o_p die jeweilige Aufladung des oberen Auffängerkäfigs K_0 im Vakuum und im Gas vom Druck p ist, beide stets gemessen relativ zur zugehörigen Gesamtintensität $(o + u)_0$ und $(o + u)_p$ des Strahls in beiden Fällen¹⁾.

Dieses Verfahren ist eindeutig und in Strenge einwandfrei, wenn ein unendlich schmal begrenztes Strahlbündel vorliegt oder wenn durch besondere Vorkehrungen — wie etwa durch Zuhilfenahme magnetischer Felder²⁾ — jede Richtungsänderung eines Elektrons zwangsläufig zu seiner Ausschaltung aus dem untersuchten Strahlbündel führt. Die Größe des Streuwinkels bleibt in diesem Fall außer Betracht; er wird beim praktischen Versuch allerdings nach unten begrenzt sein durch das endliche Auflösungsvermögen der Anordnung.

Die genannte Voraussetzung liegt bei unseren Messungen tatsächlich nicht vor. Denn wir lassen von vornherein einen Strahlkegel von rund 2° Öffnungswinkel zu und haben noch zu beachten, daß auch größere Streuwinkel in wachsendem Maße unerkannt bleiben können, je näher das Streuzentrum der Blende B_1 liegt. Man kann aber — falls der obige Ansatz sich überhaupt empirisch rechtfertigt — den Beobachtungen immerhin einen unteren Grenzwert für Q_d entnehmen, der die Streuerscheinung für einen begrenzten Winkelbereich beschreibt und namentlich auch für einen Vergleich des Verhaltens verschiedener Gase nicht ohne Bedeutung ist.

2. Eine unmittelbar treffendere Auswertung ermöglichen unsere Beobachtungen, wenn wir sie mit den Folgerungen der theoretischen Behandlung des Streuproblems in Verbindung bringen, die gerade die Frage der Streuwinkel und damit der räumlichen Verteilung der Streuintensität in den Vordergrund stellt. Es ist erforderlich, die beiden extremen Fälle der Einzel- und der Vielfachstreuung getrennt zum Vergleich heranzuziehen.

Wir legen der Betrachtung der *Einzelstreuung* diejenige Folgerung zugrunde, welche sich in einfachster Annahme nach Rutherfords Herleitung für die Streuung am Atomkern ergibt. Darnach gilt für die Elektronenmenge n' , die aus einem mit n_0 Elektronen

1) Wir werden hierfür im folgenden, jeweils in Hundertteilen angegeben, die allgemeinere Bezeichnung i_0 und i_p benutzen.

2) C. Ramsauer, Ann. d. Phys. **64**, S. 513. 1921.

in eine Substanzschicht der Dicke l eintretenden Parallelstrahl in den durch die beiden Streuwinkel ϑ_0 und ϑ begrenzten Kegel gestreut wird, der Ausdruck

$$n' = n_0 \cdot \pi \cdot \left(\frac{Ze^2}{mv^2} \right)^2 \cdot N_1 \cdot p \cdot l \left\{ \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \vartheta_0/2} - \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \vartheta/2} \right\},$$

wo N_1 die Zahl der Gasatome bei 1 mm Druck und Z ihre Ordnungszahl ist. Setzt man für die konstanten Faktoren ihre Zahlenwerte ein, und ersetzt man die Lineargeschwindigkeit v der Elektronen durch ihre Voltgeschwindigkeit V (in Kilovolt gemessen), so wird

$$(2) \quad n' = n_0 \cdot b \cdot \left\{ \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \vartheta_0/2} - \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \vartheta/2} \right\},$$

worin für die Beobachtungstemperatur von 20°

$$(3) \quad b = 5,4 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{Z^2}{V^2} \cdot p \cdot l \text{ ist.}$$

Fordern wir nun, daß für die obere Grenze $\vartheta = \pi$ alle Strahlenelektronen n_0 im betrachteten Streukegel sich finden sollen, so wird allgemein

$$(4) \quad n' = n_0 \cdot \left(1 - \frac{b}{\operatorname{tg}^2 \vartheta/2} \right)$$

und

$$(5) \quad \operatorname{tg} \vartheta_0/2 = \sqrt{b} = \frac{Ze^2}{mv^2} \sqrt{\pi N_1 \cdot p \cdot l} = 0,0232 \cdot \frac{Z}{V} \cdot \sqrt{p \cdot l}.$$

ϑ_0 erhält hiernach die Bedeutung eines unteren Grenzwinkels, unterhalb dessen die Einzelstreuung ausgeschlossen ist, und wir haben damit Anschluß an das sog. Wentzelsche Kriterium¹⁾.

Erfolgt die Einzelstreuung in einem Gas von beträchtlicher Schichtdicke, so ist es nicht ein fester Streukegel, der den Messungen zugrundeliegt, sondern die Beobachtung erstreckt sich auf eine Summierung der Beiträge von Streukegeln, deren Öffnung vom Anfang bis zum Ende der Schicht kontinuierlich zunimmt. Man kann das Ergebnis dieser Summierung in der Weise übersehen, daß man die Gesamtdicke l der Streuschicht in k gleiche Teile zerlegt und jedem dieser Teile denjenigen Streukegel zuordnet, dessen Spitze etwa in der Mitte dieses Teils liegt und dessen Basis jeweils die begrenzende Blendenöffnung B_k ist. Man erhält so für die im Auffänger K_0 gemessene Elektronenzahl den Ausdruck

$$(6) \quad n' = n_0 \cdot \left\{ 1 - \frac{b}{k} \sum_{1}^k \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \vartheta_k/2} \right\},$$

1) G. Wentzel, Ann. d. Phys. 69. S. 335. 1922; näheres hierzu ersehe man in einer demnächst erscheinenden Arbeit von E. Kruppké.

worin ϑ_* der zum κ . Teil gehörige maximale Streuwinkel ist, der am einfachsten aus den geometrischen Dimensionen unmittelbar berechnet wird. Der Ausdruck wird den tatsächlichen Verhältnissen mit um so besserer Annäherung gerecht, je größer k gewählt wird. Es ist von besonderer Bedeutung, daß die Größe b als Faktor vor die Summe tritt; denn dadurch bleiben die Abhängigkeiten des n'/n_0 von den in b enthaltenen Faktoren, wie der Ordnungszahl, dem Gasdruck, der Strahlgeschwindigkeit, auch bei der den Messungen unterworfenen Überlagerungserscheinung unverändert erhalten.

3. Für die *Vielfachstreuung in kleinen Winkeln* ergibt sich aus der Fehlertheorie nach Lenard¹⁾ für unsren Fall der Ausdruck

$$(7) \quad n'' = n_0 \cdot (1 - e^{-A R^2})$$

wenn n'' die durch eine Auffangefläche mit dem Radius R hindurchgehende Elektronenmenge und $A = \frac{3L}{a l^3} = \frac{3L_1}{p \cdot a l^3}$ ist, falls L bzw. L_1 die mittlere freie Weglänge der Elektronen zwischen den Gasmolekülen beim Druck p bzw. bei 1 mm Druck und a der spezielle „Trübungsfaktor“ ist. Setzt man für kleine Winkel $\frac{R}{l} = \vartheta$, so kann n'' in der Form

$$n'' = n_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{\vartheta^2}{2 \vartheta_*^2}}\right)$$

geschrieben werden, wo

$$\vartheta_w = \sqrt{\frac{p a \cdot l}{6 L_1}}$$

der wahrscheinlichste Ablenkungswinkel ist.

Zum Vergleich dieser Aussagen mit den Messungen kann man entweder den berechneten Gang von n''/n_0 mit einer der Variablen der e -Funktion graphisch mit der Beobachtung zusammenstellen oder den Exponenten der e -Funktion aus beobachteten Werten von n''/n_0 mit den theoretischen Forderungen vergleichen. Es ist hierzu vorteilhaft sich des durch den allgemeinen Ausdruck $\frac{n''}{n_0} = 1 - e^{-x} = y$ geforderten Wertezusammenhangs zu bedienen, den wir zum Gebrauch in Tab. 4 verzeichnen.

4. Wir wollen nun noch untersuchen, inwiefern es möglich ist, die Druckabhängigkeit der Streuintensität in gewissen Gebieten sowohl durch die Ausdrücke (6) bzw. (7) als auch durch den Ansatz (1) formal darzustellen, wie dies der Versuch zeigt.

1) P. Lenard, Quantitatives ... S. 204. 1925; siehe dort insbesondere auch Anm. 583.

Tabelle 4
Die Funktion $y = 1 - e^{-x}$

x	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
y	0,0952	0,1813	0,2593	0,3297	0,3935	0,4512	0,5034	0,5507

x	1	1,2	1,4	1,6	1,8	2	2,5	3
y	0,6321	0,6988	0,7534	0,7981	0,8347	0,8647	0,9179	0,9502

Nach Gl. (1) ist für konstante Schichtdicke l , die wir hier voraussetzen,

$$(1a) \quad \frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p} = \text{const.}$$

Nach (4) und (6) ist $\frac{i_0 - i_p}{i_0} = mp$, wenn m eine Konstante. Daraus folgt $\frac{i_0}{i_p} = \frac{1}{1 - mp} = 1 + mp$ für kleine Werte mp und also auch $\log \frac{i_0}{i_p} = \log(1 + mp) = \text{const} \cdot p$ in Übereinstimmung mit der Folgerung aus (1). Beide Formulierungen sind also im Bereich geringer Streuung (etwa $mp < 0,2$) ohne weiteres miteinander vereinbar.

Für Vielfachstreuung folgt aus (7)

$$(7a) \quad \frac{i_0 - i_p}{i_0} = e^{-\frac{m}{p}},$$

wo m wieder eine, mit der obigen natürlich nicht identische Konstante bezeichnet. Hieraus folgt

$$\frac{i_0}{i_p} = \frac{1}{1 - e^{-\frac{m}{p}}}.$$

Im Fall kleiner Streuung (m/p groß) ist dieser Ausdruck mit (1a) nicht zu vereinbaren. Bei relativ großer Streuung (etwa $\frac{m}{p} < 0,2$) kann gesetzt werden

$$\frac{i_0}{i_p} \sim \frac{p}{m} \quad \text{oder} \quad p \cdot i_p = \text{const};$$

wir haben hier also einen hyperbolischen Zusammenhang zwischen i_p und p , der in einem gewissen Bereich durch eine Exponentialfunktion nach (1a) approximiert werden kann. Der Versuch zeigt, daß diese Annäherung in vielen Fällen gerade dem Übergang von der Einzel- in die Vielfachstreuung gut gerecht wird. Man erkennt auch, daß der Ansatz (1a) um so mehr versagen muß, je ausgeprägter die Vielfachstreuung von vornherein hervortritt (vgl. Äthyljodid).

III. Meßergebnisse

Die Ergebnisse der Messungen können ihres großen Umfangs wegen hier nur auszugsweise verzeichnet werden. Jede im folgenden angeführte zahlenmäßige Feststellung ist ein Mittelwert aus mehreren Einzelbeobachtungen. Die erreichte Genauigkeit und Reproduzierbarkeit unsrer Angaben ist so groß, daß wir ohne Störung der Einheitlichkeit des Gesamtbilds gleichartige Messungen zusammenfassen können, die zeitlich beliebig weit (viele Monate) auseinanderliegen. Eine solche Zusammenfassung liegt im folgenden im allgemeinen vor. Wo eine Streuung der Werte sich bemerkbar macht, ist sie unter diesem Gesichtspunkt zu bewerten.

Alle untersuchten Gase kommen in möglichster Reinheit zur Verwendung. Zur Trocknung und zum Ausschalten etwa vorhandener Begleitdämpfe dienen P_2O_5 und ausgiebige Vorkühlung durch flüssige Luft oder feste Kohlensäure. Diejenigen Gase, die unter den normalen Drucken kondensierbar sind, werden aus der Flüssigkeit in den Meßraum bei geeignet gewählten Temperaturen abdestilliert. Meist erfolgt auch eine Probeentnahme zur Dichtebestimmung. Zur Druckmessung dient ein Kompressionsmanometer. Jede zusammenhängende Meßreihe umfaßt im allgemeinen eine Variation des Gasdrucks bei festgehaltener Strahlgeschwindigkeit. Das Ziel der Messung ist die Ermittlung des Bruchteils der in die Gasschicht eintretenden Elektronen, der bei der Wahl eines durch die Öffnung und den Abstand der maßgebenden Blenden definierten Streukegels hinter der Auffängerblende nachweisbar wird. Wir bezeichnen diesen Bruchteil, in Prozenten angegeben, wie bereits im vorhergehenden Abschnitt einfach mit i ; er hat die Bedeutung des Hundertfachen des n'/n_0 bzw. n''/n_0 unsrer obigen Diffusionsformeln.

1. Luft

a) *Streuweg 6 cm, Auffängerblende $R = 0,15$ cm, Streukegel¹⁾ = $1^\circ 26'$.*
Die mit 5 festen Strahlgeschwindigkeiten durchgeführten Messungen finden sich auszugsweise in Tab. 5 verzeichnet.

Die besondere in der 3. Kolonne vorgenommene Auswertung²⁾ der Beobachtungen läßt erkennen, daß dieselben im allgemeinen sehr befriedigend durch einen (mittleren) streuenden Querschnitt dargestellt werden können, der sich, auf die Einheit des Drucks bezogen, über das ganze der Messung unterworfenen Druckbereich

1) Wir definieren ihn hier und im folgenden durch den halben Öffnungswinkel $\arctg R/l$.

2) Daß wir hier den Briggischen statt des natürlichen Logarithmus nehmen, ist für unsre Schlüsse bedeutungslos.

Homogenität und Intensität, bei den schnellsten Strahlen durch die Kleinheit der Streuung bedingt sein kann. Bemerkenswert ist der starke Gang der Konstanten mit der Strahlgeschwindigkeit und die aus der Tabelle ersichtliche Feststellung, daß die Konstante innerhalb der beobachteten Grenzen dem reziproken Quadrat der Voltgeschwindigkeit proportional ist.

Diesen Zusammenhang haben wir noch durch eine besondere Versuchsreihe geprüft, die so durchgeführt ist, daß bei einem festgehaltenen Luftdruck von 0,52 mm die Strahlgeschwindigkeit schrittweise gesteigert und die in den Auffänger gelangende zugehörige relative Strahlintensität gemessen wird. Das Ergebnis zeigt Tab. 6.

Tabelle 6

Strahlgeschwindigkeit und Streuung.

Luftdruck 0,52 mm

kV	i_0	i_p	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p} \cdot (kV)^2$
31,7	97,03	66,3	0,318	320
34,5	97,32	70,51	0,269	320
37,3	97,61	73,74	0,234	325
40,0	97,78	77,03	0,199	318
45,5	98,00	81,0	0,159	329
51,0	98,12	84,7	0,123	320
56,5	98,26	87,1	0,101	322
62,0	98,35	89,0	0,0838	322
65,0	98,39	89,62	0,0780	329
70,5	98,45	90,97	0,0660	328

Die genannte Gesetzmäßigkeit tritt auch hier auf¹⁾. Man sieht hier auch deutlich an dem Anwachsen der i_0 -Werte die mit der Strahlgeschwindigkeit zunehmende Schärfe des benutzten Strahlbündels.

Wir betrachten jetzt die in Fig. 4 sich findenden Streukurven, welche durch graphische Wiedergabe der Zusammenhänge der Tab. 5 erhalten werden. Der exponentielle Charakter der Kurven, der das obige Auswertungsverfahren rechtfertigt, ist namentlich bei den kleineren Strahlgeschwindigkeiten unverkennbar. Die mit zunehmender Strahlgeschwindigkeit wachsende Streckung der Kurven geht aber deutlich so weit, daß eine große Annäherung an Linearität erfolgt.

Da die Linearität der Kurven eine Forderung der Einzelstreuung ist, so liegt es nahe zu schließen, daß unter den Bedingungen unsrer Versuche bei den größeren Geschwindigkeiten offenbar Einzelstreuung vorliegt und daß mit abnehmender Geschwindigkeit der Einfluß vielfacher Streuung sich in wachsendem

1) Man vgl. auch Abschn. 3b und Fig. 8.

Maße geltend macht. Vergleicht man den Kurvenverlauf mit der theoretischen Forderung der Vielfachstreuung, so zeigt sich in der Tat (vgl. die durch \vee und die gestrichelten Kurvenstücke angezeigten berechneten Werte), daß die Beobachtungen, wie zu erwarten, bei den kleineren Geschwindigkeiten und nicht zu geringen Gasdrucken

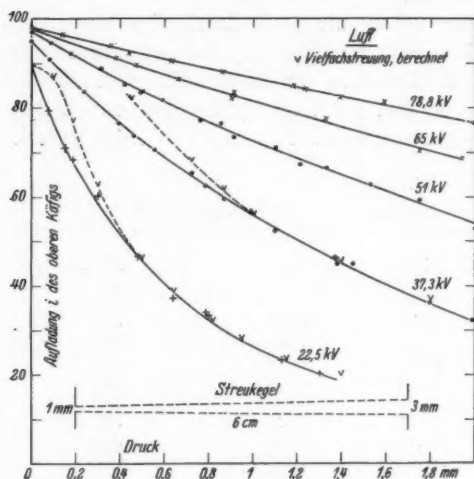


Fig. 4. Die Streuung in Luft in kleinem Winkel

Wenn praktisch Einzelstreuung vorliegt, so muß die zum Auffänger kommende Elektronenmenge unverändert bleiben, wenn in den Streuraum Blenden eingefügt werden, die den ungestreuten Strahl nicht behindern. Bei merklicher Beteiligung von Vielfachstreuung ist dagegen eine Verringerung der in den Auffänger gelangenden Elektronenzahl zu erwarten. Um die Verhältnisse in dieser Richtung zu prüfen, haben wir in den unteren Käfig K_u zwei Blenden B_1 und B_2 (in Fig. 1 gestrichelt) von je 5 mm Durchmesser eingesetzt und einen Teil der Messungen hiermit wiederholt. Das Ergebnis findet sich auszugsweise in Tab. 7.

Zum Vergleich dieses Befunds mit demjenigen der Tab. 5 ziehen wir die in der jeweils dritten Kolonne sich findenden Werte heran. Man darf offenbar die bei den kleineren Geschwindigkeiten die Meßfehler übersteigende geringe Vergrößerung dieser Werte gegen-

der Vielfachstreuung entsprechen, die, wie die anfänglichen starken Abweichungen zeigen, erst allmählich mit der zunehmenden Dichte der durchstrahlten Schicht sich einstellt. Es ist bemerkenswert, daß die empirisch für unsre Kurvendarstellung zu wählenden Exponenten der e -Funktion der Vielfachstreuformel angenähert dem Quadrat der Voltgeschwindigkeit proportional sich ergeben, wie dies auch theoretisch gefordert wird¹⁾.

1) W. Bothe Hdb. d. Phys. XXII, 2. S. 15 u. 19 1933.

Tabelle 7
Messungen mit 2 Zwischenblenden im Streuraum

p in mm	i	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$	p in mm	i	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$
37,3 kV			51 kV		
0	98,3	—	0	98,6	—
0,21	87,7	0,237	0,20	93,27	0,122
0,36	81,0	0,234	0,415	87,0	0,131
0,65	68,2	0,244	0,70	79,7	0,132
0,84	60,7	0,249	1,10	70,4	0,133
Mittel		0,241	Mittel		0,129
65 kV					
0	98,2	—	0,51	89,5	0,0790
0,20	94,72	0,0785	0,96	82,3	0,0800
0,375	91,6	0,0805	Mittel		0,0795

über den entsprechenden Angaben der Tab. 5 in guter Übereinstimmung mit den aus Fig. 4 gezogenen Schlüssen als Andeutung von Vielfachstreuung ansehen, die namentlich bei den größeren Drucken hervortritt. Bei den größeren Geschwindigkeiten dagegen ist ein Einfluß der Zusatzblenden kaum mit Sicherheit erkennbar.

Um den Einzelstreuungsvorgang quantitativ zu verfolgen, betrachten wir den Zusammenhang der durch $\frac{i_0 - i_p}{p i_0}$ festgelegten Neigung der Anfangstangenten der Kurven der Fig. 4 mit der Strahlgeschwindigkeit. Wo sich ein Einfluß der Zwischenblenden zu erkennen gibt, wird man sich für die Festlegung der Tangente durch ihn leiten lassen, da die Wirkung der Blenden ja in einem Zurückdrängen der Mitbeteiligung von Vielfachstreuung besteht. Man erhält folgendes:

$$\frac{i_0 - i_p}{p \cdot i_0} \cdot V^2 = 1,386 \cdot 22,5^2 = 701 \text{ für } 22,5 \text{ kV}$$

$$0,500 \cdot 37,3^2 = 695 \quad \text{„} \quad 37,3 \quad \text{„}$$

$$0,278 \cdot 51^2 = 723 \quad \text{„} \quad 51 \quad \text{„}$$

$$0,170 \cdot 65^2 = 718 \quad \text{„} \quad 65 \quad \text{„}$$

$$0,117 \cdot 78,8^2 = 726 \quad \text{„} \quad 78,8 \quad \text{„}$$

Mittel 713

Der theoretisch geforderte Zusammenhang ist sehr befriedigend erfüllt. Der theoretische *Absolutwert* des hier betrachteten Ausdrucks kann nur unter der Voraussetzung angegeben werden, daß die Streuung der Atome der zweiatomigen Gase unabhängig von ihrer molekularen Bindung erfolge und daß die Ordnungszahl unter Berücksichtigung der Mengenverhältnisse aus derjenigen der einzelnen

Atome interpolierbar sei. Man erhält dann für Luft (mit Verdopplung der Atomzahl pro ccm N_1) und die vorliegenden geometrischen Verhältnisse mit $Z = 7,2$

$$\frac{i_0 - i_p}{p i_0} \cdot V^2 = 64,8 \cdot 10^{-4} \cdot 0,247 \cdot 10^4 \cdot Z^2 = 16 Z^2 = 829.$$

Die Übereinstimmung der Absolutwerte ist, wie man sieht, wenig befriedigend. Wir wollen uns hier damit begnügen zu bemerken, daß sie auch durch die theoretische Mitberücksichtigung der Streuung durch die Atomelektronen nicht zu erreichen wäre.

b) Streuweg 8 cm, Auffängerblende $R = 0,15$ cm, Streukegel = $1^\circ 4' 27''$. Um festzustellen, in welchem Maße die beobachtbare Streuung von der Länge des Streuwegs abhängt, haben wir diesen Weg von 6 auf 8 cm vergrößert und bei gleichbleibender kleiner Auffängerblende ohne die Zwischenblenden B_7 und B_8 Messungen ausgeführt. Das Ergebnis enthält die Tab. 8 für 3 Strahlgeschwindigkeiten.

Tabellè 8

Streuweg 8 cm.			Streukegel $1^\circ 4' 27''$		
p in mm	i	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$	p in mm	i	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$
37,3 kV			51 kV		
0	96,8	—	0	97,44	—
0,115	88,7	0,330	0,152	91,3	0,184
0,205	82,4	0,340	0,30	84,4	0,208
0,30	74,0	0,390	0,41	79,2	0,219
0,44	64,0	0,407	0,52	74,9	0,220
0,61	55,7	0,393	0,72	66,1	0,233
0,84	45,8	0,387	0,81	62,8	0,235
0,96	42,1	0,376	1,08	53,6	0,240
1,20	35,2	0,366	1,22	49,9	0,238
Mittel 0,374			Mittel 0,222		
65 kV					
0	96,95	—	0,74	76,3	0,141
0,158	93,5	0,102	0,86	72,0	0,151
0,27	90,5	0,111	1,05	66,9	0,154
0,41	84,6	0,146	1,23	63,4	0,150
0,61	77,8	0,157	Mittel 0,139		

Der Vergleich mit Tab. 5 zeigt, daß die Streuung, wie zu erwarten, größer geworden ist. Man kann nun zunächst fragen, wie weit es nach dem neuen Befund zutreffend ist, die Streuung quantitativ allgemein durch die Formulierung der Kolonne 3 darzustellen. Die Konstanz der erhaltenen Werte ist weniger befriedigend als früher, und es macht sich unzweifelhaft ein Gang derselben mit dem

Druck bemerkbar, so daß die Mittelwertsbildung nicht voll berechtigt erscheint. Der Vergleich dieser Mittelwerte mit denen der Tab. 5 läßt auch erkennen, daß ihre Zunahme eine merklich stärkere ist als der Zunahme des Streuwegs entspricht, so daß eine Reduzierung der Werte auf die Wegeinheit, die zum „diffundierenden Querschnitt“ führen sollte; nicht in der vorausgesetzten Weise möglich ist. Die Ursache ist offenbar darin zu sehen, daß der „diffundierende Querschnitt“ in beiden Fällen verschieden definiert ist, da sowohl die Anteile der Einzel- und Vielfachstreuung als auch die Streuwinkel nicht dieselben sind. Da der längere Streuweg als das Ergebnis der Vorschaltung eines 2 cm langen Wegstücks mit kleinerem Streukegel vor den alten betrachtet werden kann, so muß in der Tat die meßbare Elektronenmenge stärker geschwächt werden als durch eine gleichlange Schicht des kürzeren Streuwegs.

Um einen Überblick über die Erscheinung zu gewinnen, geben wir die in Tab. 8 zusammengestellten Beobachtungen in Fig. 5 graphisch wieder. Es macht sich hier bei der kleinsten benutzten Strahlgeschwindigkeit erstmalig das Auftreten einer für die Viel-

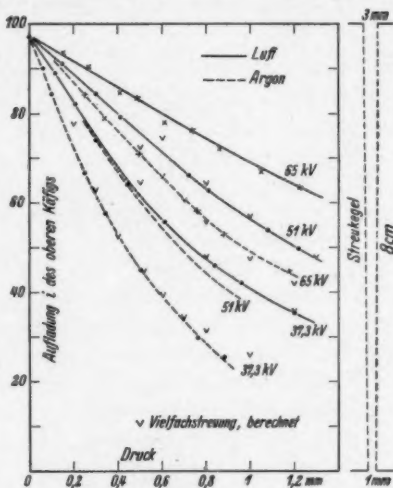


Fig. 5. Großer Streuweg
in Luft und Argon

fachstreuung charakteristischen Inflexion bemerkbar, während die anfängliche Geradlinigkeit der beiden anderen Kurven¹⁾ das dort noch vorhandene Vorherrschen der Einzelstreuung andeutet. Versucht man, die festgestellte Abhängigkeit der Erscheinung vom Streuweg mit den Forderungen des Gesetzes der Vielfachstreuung zu vergleichen, so ergibt sich in keinem Fall eine befriedigende Übereinstimmung, woraus zu entnehmen ist, daß wir uns offenbar auch dort noch auf dem Übergangsgebiet der Mehrfachstreuung befinden, wo wir eine Annäherung an die Vielfachstreuung angezeigt sehen.

1) Auf die gestrichelten Kurven, die dem Argon angehören, kommen wir im späteren Abschn. 3c zurück.

Wir dürfen annehmen, daß die Neigung der Anfangstangenten der den beiden größeren Geschwindigkeiten zukommenden Intensitätskurven genähert der Einzelstreuung zugeordnet werden kann.

Man findet $\frac{i_0 - i_p}{p \cdot i_0} \cdot V^2 = 0,460 \cdot 51^2 = 1196$ für 51 kV

$0,301 \cdot 65^2 = 1271$ „ 65 kV

Mittel 1233

Die Rechnung ergibt mit $\frac{1}{k} \sum_{i=1}^k \frac{1}{\lg^2 \vartheta_{n/2}} = 0,438 \cdot 10^4$

$$\frac{i_0 - i_p}{p \cdot i_0} V^2 = 86,4 \cdot 10^{-4} \cdot 0,438 \cdot 10^4 \cdot 7^2 = 1961,$$

d. i. ein erheblich größerer Wert. Während die Streuung beim Übergang von 6 auf 8 cm Streuweg nach der Messung auf das 1,73fache wächst, fordert die Rechnung eine Zunahme auf das 2,37fache, d. h. einen Gang mit der 3. Potenz des Weges, wie es auch sofort zu erkennen ist, wenn man beachtet, daß b prop. l und $\frac{1}{\lg^2 \vartheta/2}$ prop. l^2 ist.

c) Streuweg 6 cm, Auffängerblende $R = 0,5$ cm, Streukegel = $4^\circ 46'$.

Einen weiteren Einblick in den Streuvorgang suchen wir durch eine Variation des Streukegels zu gewinnen. Wir geben in Fig. 6 Beobachtungen mit 3 Strahlgeschwindigkeiten wieder, die mit einer Auffängerblende B_4 von 0,5 cm Radius erhalten sind, und zwar entsprechen die ausgezogenen Kurven und die ihnen angehörnden Meßpunkte einer im unteren Käfig K_1 unbehinderten Strahlausbreitung, während die durch Ringe \circ vermerkten Punkte der Einschaltung zweier Zwischenblenden B_7 und B_8 mit 0,75 und 0,9 cm Durchmesser entsprechen, die so gewählt sind, daß sie gerade den von

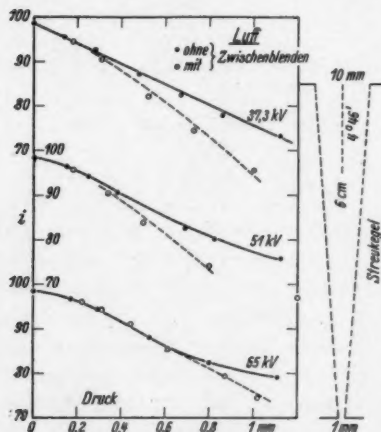


Fig. 6

B_2 nach B_4 laufenden Kegel begrenzen. Die Ordinatenbezeichnung ist jeder Kurve getrennt zugeordnet, während die Abszissenwerte allen Kurven gemeinsam sind.

An den neuen Ergebnissen fällt auf, daß die bei den verschiedenen Strahlgeschwindigkeiten erheblichen Unterschiede in der Zahl der abgestreuten Elektronen, die beim kleineren Streukegel (Fig. 4) zu beobachten sind, beim größeren Streukegel (Fig. 6) stark zurücktreten und daß außerdem die in beiden Fällen zur Messung kommende Elektronenmenge von ganz ähnlicher Größe ist um so mehr, je größer die Strahlgeschwindigkeit. Die zu 65 kV gehörigen Kurven der beiden Fälle kommen nahe zur Deckung, bei 51 kV bringt die weite Blende eine kleine Steigerung der eintretenden Intensität, und erst bei 37,3 kV ist diese Steigerung von größerem Ausmaß.

Dieser Befund ist mit den bisher von uns benutzten einfachen Gesetzen sowohl der Einzel- wie der Vielfachstreuung nicht in Einklang. Nach beiden Gesetzen wäre zu erwarten, daß die Kurven der Fig. 6 aus den entsprechenden der Fig. 4 durch eine so erhebliche Multiplikation der Abszissenwerte hervorgehen, daß die ersteren wesentlich flacher verlaufen müßten als dies zu beobachten ist. Eine Annäherung an diese Erwartung ist am ehesten bei den kleinsten Gasdrucken zu erkennen, während sie beim Übergang zu den größeren Gasdrucken immer mehr versagt. Wir müssen offenbar schließen, daß bei unsren Streuvorgängen auch größere Streuwinkel eine über die Aussagen der genannten Gesetze hinausgehende Rolle spielen. Dieser Schluß umfaßt gleichzeitig die Möglichkeit, daß auch Rückdiffusion im unteren Streuraum und dann auch aus dem Auffänger heraus merklich in Betracht kommt. Direkte Messungen hierüber liegen bis jetzt nicht vor. Es kann aber noch auf den Einfluß der Zwischenblenden hingewiesen werden. Ein solcher tritt bei 65 kV, offenbar dem Überwiegen der Einzelstreuung entsprechend, stark zurück. Bei den kleineren Strahlgeschwindigkeiten ist diese Einflußlosigkeit dagegen auf die kleinsten Gasdrucke beschränkt.

d) Es möge in diesem Zusammenhang noch die *Streuung in einem breiten Strahlbündel* hervorgehoben werden. Um den durch die Blende B_2 eintretenden Strahl von vornherein diffus zu machen, haben wir B_2 mit einer dünnen Aluminiumfolie ($0,1 \mu$) bedeckt und die dabei bei verschiedenen Gasdrucken auf einem Streuweg von 6 cm durch die Blendenöffnung B_1 mit 0,5 cm Radius hindurchtretende relative Intensität ($u + o = 100$ gesetzt) gemessen. Da der Käfig K_u in diesem Fall einen erheblichen Teil der durch die Folie eintretenden Strahlung festhält und außerdem eine der eintretenden Intensität proportionale Sekundärstrahlung aufnimmt, so gibt das gesuchte Verhältnis $i = 100 \frac{o}{u + o}$ natürlich nur dann einen Anhalt

für den Einfluß des Gases auf die im Auffänger meßbare Intensität, wenn dasselbe mit dem zugehörigen Vakuumwert verglichen wird. Das beobachtete Ergebnis enthält die Tab. 9.

Tabelle 9
Streueinfluß in breitem Strahlbündel

kV	p in mm	$100 \frac{o}{u+o}$
37,3	0	33,2
	0,29	33,2
	0,58	35,0
	0,87	34,7
51	0	33,0
	0,19	31,4
	0,58	34,5
	0,76	36,3
65	0	34,9
	0,19	35,6
	0,42	36,9
	0,98	36,8

Die aufgefangene Strahlintensität hat innerhalb der Versuchsgenauigkeit praktisch den gleichen Wert; sie wird durch das Gas vor allem in keinem Fall verringert. Damit ist direkt erwiesen, daß Strahlabsorption in unsren Versuchen außer Betracht bleiben kann und daß jedes durch Diffusion dem Auffänger entzogene Elektron in breitem Bündel durch ein andres durch Diffusion ihm zugeführtes ersetzt wird.

2. Wasserstoff

Aussagen über das Streuvermögen des Wasserstoffs können wir nur mit einer erheblich geringeren Genauigkeit machen als bei dichteren Gasen. Die Streuung ist hier im Bereich unsrer niedrigen Drucke bei den größeren Strahlgeschwindigkeiten so gering, daß sie kaum deutlich hervortritt. Wir haben uns daher auf Beobachtungen an kleineren Geschwindigkeiten beschränkt, wo aber nicht mehr mit voller Homogenität des Strahls gerechnet werden kann. Die mit der 3 mm weiten Auffangblende B_1 bei 6 cm Streuweg und zwei niedrigen Strahlgeschwindigkeiten erhaltenen Meßwerte werden durch die Punkte \bullet der Fig. 7 dargestellt. Dieselben streuen erheblich infolge der relativen Unsicherheit, die teils durch die meist kleinen abgestreuten Elektronenmengen bedingt und teils dadurch verursacht ist, daß die Messungen von u und o bei diesen Versuchen aus technischen Gründen nicht gleichzeitig sondern zeitlich nacheinander ausgeführt sind, was Konstanz der Strahlintensität voraussetzt. Man kann den Gang mit dem Gasdruck immerhin ohne

großen Spielraum durch eine Gerade (ausgezogen) darstellen, was in Übereinstimmung mit entsprechenden Folgerungen des vorhergehenden Abschnitts als Hinweis auf Einzelstreuung gedeutet werden darf. Es zeigt sich auch das Verhältnis der durch $\frac{i_0 - i_p}{p \cdot i_0}$ ausgedrückten Steilheit der beiden Geraden $0,0875 : 0,0316 = 2,77$ der theoretischen Forderung entsprechend mit dem umgekehrten Verhältnis des Quadrats der Voltgeschwindigkeiten $37,3^2 : 22,5^2 = 2,75$ praktisch identisch. Der Mittelwert

von $0,0875 \cdot 22,5^2 = 44,3$

und $0,0316 \cdot 37,3^2 = 43,9$

Mittel 44,1

verhält sich zu dem entsprechenden Wert der Luft wie 1 : 16,2, d. i. etwa das Verhältnis der Dichten beider Gase, während für Kernstreuung das Verhältnis der Quadrate der Ordnungszahlen 1 : 51,8 gefordert wird und die Mitberücksichtigung der Streuung durch die Atomelektronen das Verhältnis von etwa 1 : 29,5 erwarten ließe.

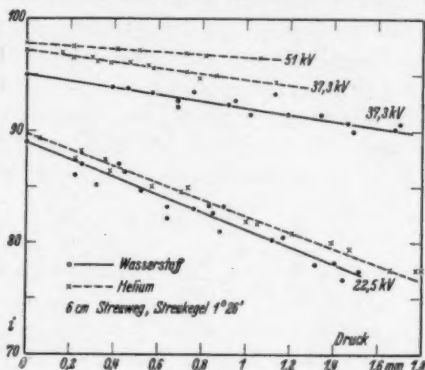


Fig. 7. Einzelstreuung
in Wasserstoff und Helium

3. Die Edelgase

Da der quantitative Vergleich mit der Theorie der Einzelstreuung bei einatomigen Stoffen ohne weitere Voraussetzung durchführbar ist, haben wir ausgedehnte Versuchsreihen mit den Edelgasen durchgeführt, die in praktisch voll befriedigender Reinheit zur Verfügung standen. Die Messungen sind im allgemeinen bei 6 cm Streuweg und 3 mm weiter Auffangblende B_4 vorgenommen worden. Nur bei Argon ist die geometrische Anordnung ähnlich wie bei Luft variiert worden.

a) *Helium*. Die Genauigkeit der Messung ist hier größer als beim Wasserstoff, wenn sie auch infolge der Kleinheit des Streuvermögens noch beschränkt bleibt. Das für 3 Strahlgeschwindigkeiten erhaltene Ergebnis wird durch die Kreuze \times der Fig. 7 veranschaulicht, deren Lage wieder durch eine Gerade (gestrichelt) approximiert werden kann. Die wie oben ausgedrückte Steilheit der Geraden

0,0781 0,0273 0,0148

ist trotz der größeren Dichte etwas geringer als beim Wasserstoff. Ihr Zusammenhang mit der Strahlenergie entspricht der theoretischen Forderung:

$$\begin{array}{l|l} 0,0781 \cdot 22,5^2 = 39,52 & \\ 0,0273 \cdot 37,3^2 = 37,97 & \text{Mittel } 38,66. \\ 0,0148 \cdot 51^2 = 38,49 & \end{array}$$

Der durch die Theorie der Einzelstreuung gegebene untere Grenzwinkel ϑ_0 besitzt für die 3 Strahlgeschwindigkeiten bei 1 mm Druck in unsrem Versuchsfall die Werte $34'48''$, $21'$ und $15'23''$. Er liegt also erheblich unter dem kleinsten Kegelwinkel von $1^\circ 26'$, so daß alle Schichten des Streuwegs zu der in K_0 aufgefangenen Strahlintensität beitragen können. Man erhält dann nach der Theorie

$$\frac{i_0 - i_p}{p \cdot i_0} \cdot V^2 = 32,4 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{1}{k} \sum \frac{1}{\tan^2 \vartheta_{n/2}} \cdot Z^2 = 8,00 \cdot Z^2 = 32$$

gegenüber dem oben festgestellten Mittel von 38,66.

b) *Neon*. Die Messungen seien zunächst in der für Luft durchgeführten Weise in Tab. 10 zusammengefaßt.

Es ist auch hier, wie man sieht, die Darstellung der Beobachtungen durch einen „diffundierenden Querschnitt“ möglich, und

Tabelle 10

Streuweg 6 cm.

Streu kegel $1^\circ 26'$

p in mm	$i = \frac{100 \cdot o}{o + u}$	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$	p in mm	$i = \frac{100 \cdot o}{o + u}$	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$
37,3 kV			51 kV		
0	96,5	—	0	97,9	—
0,10	92,7	0,174	0,08	96,2	0,095
0,27	85,5	0,195	0,18	94,4	0,088
0,37	83,0	0,177	0,24	93,3	0,088
0,40	81,5	0,183	0,36	90,8	0,090
0,54	76,3	0,189	0,48	88,4	0,093
0,77	70,1	0,180	0,55	86,9	0,094
0,84	67,8	0,182	0,68	84,5	0,094
1,01	64,8	0,171	0,91	80,3	0,095
1,20	58,3	0,182	1,01	78,6	0,095
1,29	58,5	0,168	1,30	74,0	0,094
1,38	55,8	0,172			
Mittel		0,179	Mittel		0,093
0,179 · 37,3² =		249	0,093 · 51² =		242
65 kV					
0	98,1	—	0,71	88,8	0,0610
0,14	96,3	0,0600	0,87	86,9	0,0606
0,29	94,2	0,0607	1,15	83,0	0,0631
0,48	91,6	0,0617			
0,56	90,45	0,0630			
				Mittel	0,0614
				0,0614 · 65² =	259

sein Zusammenhang mit der Strahlgeschwindigkeit stimmt ganz mit dem für Luft nachgewiesenen überein. Bilden wir das Verhältnis der zum gleichen Geschwindigkeitsbereich gehörenden Mittelwerte von $\frac{1}{p} \cdot \log \frac{i_0}{i_p} \cdot V^2$ für Luft und Neon, so findet sich der Wert $\frac{324}{250} \sim 1,30$, während das Dichteverhältnis der beiden Gase 1,43 ist.

Um diesen Zusammenhang einer direkteren Prüfung zu unterziehen, haben wir den Gang der Streuung mit der Strahlgeschwindigkeit in zwei unmittelbar aufeinanderfolgenden Versuchsreihen für Luft und Neon bei einem festgehaltenen kleinen Gasdruck verfolgt, der bei Luft 0,52 und bei Neon 0,59 mm betrug, so daß man in beiden Fällen ähnliche Streuverhältnisse erwarten konnte. Die für

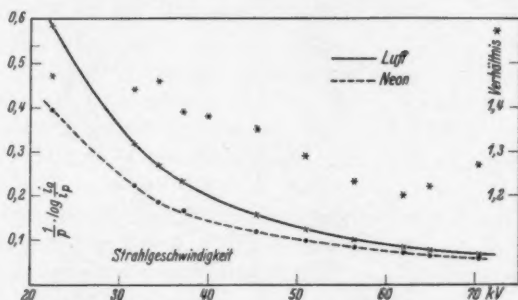


Fig. 8. „Diffundierender Querschnitt“ und Strahlgeschwindigkeit

Luft erhaltenen Werte haben wir bereits in Tab. 6 verzeichnet. Wir geben jetzt in Fig. 8 den Gang von $\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$ mit der Strahlgeschwindigkeit für beide Gase und tragen außerdem das Verhältnis zur gleichen Strahlgeschwindigkeit gehöriger Werte durch * ein. Man sieht, daß dieses Verhältnis bei den kleineren Geschwindigkeiten sehr nahe mit dem Dichteverhältnis beider Gase zusammenfällt und mit wachsender Geschwindigkeit zu kleineren Werten abfällt. Wenn auch die Sicherheit dieser letzteren Werte infolge der Kleinheit der relativen Querschnitte (Kurvenordinaten) nicht sehr groß sein kann, so scheint uns doch die systematische Abnahme festzustehen. Im Durchschnitt kommen wir auch hier etwa auf das oben gefundene Verhältnis von 1,30.

Die Veranschaulichung des in Tab. 10 enthaltenen Intensitätsgangs mit dem Gasdruck durch die entsprechenden Kurven der Fig. 9 zeigt, daß bei den kleineren Drucken im wesentlichen mit

Einzelstreuung zu rechnen ist. Für die Steilheit der Anfangstangenten unsrer drei Kurven findet man

$$0,375, \quad 0,200, \quad 0,124.$$

Der Zusammenhang mit der Strahlenergie entspricht der theoretischen Erwartung

$$\begin{array}{l|l} 0,375 \cdot 37,3^2 = 522 & \\ 0,200 \cdot 51^2 = 520 & \text{Mittel 523.} \\ 0,124 \cdot 65^2 = 524 & \end{array}$$

Der Absolutwert dieses Mittels ist aber beträchtlich geringer als der mit dem Quadrat der Ordnungszahl ($Z = 10$) berechnete

Wert 800. Während also die Theorie der reinen Kernstreuung, die wir bisher ausschließlich herangezogen haben, eine 25fache Streuung des Neons gegenüber dem Helium fordert, ergibt sich diese nach der Beobachtung nur 13,5fach. Die Mitberücksichtigung der Streuung durch die Atomelektronen liefert zwar das näherliegende Streuverhältnis von etwa 1:18; die Unterschiede der Absolutwerte der Streuung zwischen Beobachtung und Rechnung werden auf diese Weise aber nicht verringert. Vergleichen wir noch Luft und Neon, so findet sich für das Streuverhältnis

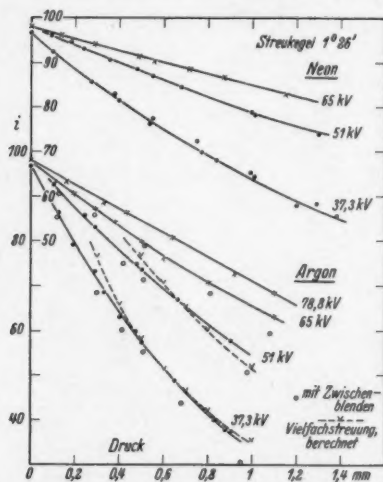


Fig. 9. Streuung in Neon und Argon

713:523 = 1,36, was mit noch besserer Annäherung dem Dichteverhältnis entspricht, als wie es oben für das Verhältnis der „diffundierenden Querschnitte“ gezeigt ist.

c) Argon. Die Ergebnisse der mit diesem Gas durchgeführten ausgedehnten systematischen Versuchsreihen sind von ganz ähnlicher Art wie die für Luft beobachteten. Beide entsprechen sich so folgerichtig, daß man darin eine gute Stütze der jeweiligen Einzelbefunde erblicken darf. Der Betrachtung, die jetzt in größerer Kürze erfolgen kann, legen wir die in den Kurven der Figg. 5, 9 und 10 auszugsweise niedergelegte Zusammenfassung der Beobachtungen zugrunde. Der untere Grenzwinkel ϑ_0 für Einzelstreuung ist beim Argon merklich größer als bei Luft, es kann daher bei den

benutzten Strahlgeschwindigkeiten und der auffangenden Blende von 0,3 cm Durchmesser nur unterhalb etwa 0,2 mm Druck mit Einzelstreuung gerechnet werden, über die sich, die Kurvensteilheit verringern, in deutlicher Weise die Mehrfachstreuung überlagert. Man erkennt dies schon bei 6 cm Streuung aus dem Einfluß der eingeschobenen Blenden (○ der Fig. 9) und bei 8 cm Streuweg aus der schon bei 65 kV sich geltend machenden Kurveninflexion.

Aus Fig. 9 lassen sich die folgenden Anfangsneigungen der Kurven und entsprechenden Streuwerte herleiten:

$$\frac{i_0 - i_p}{p \cdot i_0} \cdot V^2 = 0,987 \cdot 37,3^2 = 1373 \text{ für } 37,3 \text{ kV}$$

0,551 · 51 ²	= 1433	"	51	"
0,388 · 65 ²	= 1639	"	65	"
0,275 · 78,8 ²	= 1707	"	78,8	"

Wir haben hier erstmalig einen Gang der Werte mit der Strahlgeschwindigkeit, der offenbar ebenfalls aus einer mit abnehmender Strahlgeschwindigkeit in wachsendem Maße mitwirkenden Mehrfachstreuung folgt, deren Gesamteinfluß aus demjenigen der benutzten zwei Zwischenblenden noch nicht voll zu erkennen ist. Unter der Annahme, daß die bei Gasdrucken von etwa 0,6 bis 0,7 mm beobachtete Streuintensität im wesentlichen Folge von Vielfachstreuung sei, haben wir den nach dem Gesetz der Vielfachstreuung zu erwartenden Kurvenverlauf nach größeren und nach kleineren Drucken hin berechnet. Wie die so erhaltenen Kurvenstücke — — — der Fig. 9 zeigen, nähern sich die Beobachtungen im Bereich größerer Drucke der theoretischen Erwartung um so mehr, je niedriger die Strahlgeschwindigkeit ist, während sich bei den kleinen Drucken der Einfluß der Einzelstreuung noch deutlich heraushebt. Dieser Feststellung schließt sich der bei dem längeren Streuweg von 8 cm beobachtete Kurvencharakter vortrefflich an. Die durch v an zwei Kurven (Fig. 5) angedeutete Vielfachstreuung beschreibt hier, wie zu erwarten, den beobachteten Intensitätsverlauf innerhalb eines erheblich breiteren Druckbereichs und auch noch bei den größeren Geschwindigkeiten, und die Einzelstreuung tritt mehr zurück.

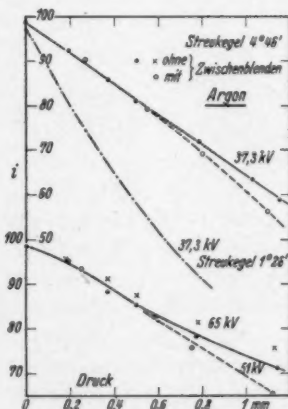


Fig. 10.
Die Streuung in Argon
in größerem Winkel

Wir haben nun noch die Kurven der Fig. 10 mit denen der früheren Fig. 6 zu vergleichen. Man erkennt das in beiden Fällen ganz gleichartige Verhalten beim Übergang vom Streukegel $1^\circ 26'$ zu $4^\circ 46'$. Die aufgefundenen Intensitäten nehmen auch beim Argon nicht in dem Maße zu, wie es die theoretische Winkelabhängigkeit sowohl der Einzel- als der Vielfachstreuung verlangt, was das Vorhandensein einer (vielleicht überlagerten) allgemeinen Streuung über größere Winkel andeutet.

Es seien schließlich die Werte verzeichnet, die sich für den Streuweg von 6 cm und den Streukegel von $1^\circ 26'$ bei den benutzten drei mittleren Strahlgeschwindigkeiten für den „diffundierenden Querschnitt“ ergeben, der auch hier durch eine mit guter Annäherung druckunabhängige Konstante beschrieben wird. Es ist:

$$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p} \cdot V^2 = 0,472 \cdot 1391 = 656 \text{ für } 37,3 \text{ kV,}$$

$$0,245 \cdot 2601 = 637 \quad \text{„} \quad 51 \quad \text{„}$$

$$0,174 \cdot 4225 = 735 \quad \text{„} \quad 65 \quad \text{„}$$

Es tritt auch hier erstmalig ein Gang mit der Strahlgeschwindigkeit auf.

d) *Krypton*. Wir geben die Beobachtungen mit zwei verschiedenen quantitativen Auswertungen in Tab. 11 wieder.

Tabelle 11

Streuweg 6 cm				Streukegel 1° 26'			
p mm	i	$\frac{1}{p} \cdot \log \frac{i_0}{i_p}$	$p \cdot \log \frac{i_0}{i_0 - i_p}$	p mm	i	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$	$p \cdot \log \frac{i_0}{i_0 - i_p}$
37,3 kV				51 kV			
0	97,05			0	97,8		
0,16	73,1	0,775	0,097	0,16	82,5	0,470	0,129
0,31	56,8	0,751	0,118	0,31	70,6	0,455	0,172
0,43	45,3	0,772	0,117	0,43	60,8	0,480	0,181
0,49	41,0	0,765	0,117	0,49	57,1	0,475	0,186
0,766 · 37,3² = 1065				0,470 · 51² = 1222			
65 kV							
0	97,4			0,49	67,6	0,322	0,252
0,16	87,0	0,305	0,155	0,60	61,0	0,340	0,256
0,31	77,8	0,310	0,216	0,323 · 65² = 1364			
0,43	70,0	0,336	0,237				

Man sieht aus der jeweiligen Kolonne 3, daß auch bei diesem relativ stark streuenden Gas mit einem „diffundierenden Querschnitt“ gerechnet werden kann, daß dessen Zusammenhang mit der Strahlgeschwindigkeit aber nicht mehr der einfachen Gesetzmäßigkeit folgt, die bei den weniger streuenden Gasen festgestellt worden ist.

Über den Grad der Beteiligung der Vielfachstreuung kann die jeweilige 4. Kolonne Aufschluß geben. Die hier angegebenen Werte stellen die Größe

$$m \cdot \log e = \frac{3 L_1 R^2}{a l^3} \cdot \log e$$

[vgl. die frühere Gl. (7a)] dar und würden bei reiner Vielfachstreuung eine druckunabhängige Konstante sein sollen. Daß die Zahlen dieser Forderung mit um so besserer Annäherung entsprechen, je kleiner die Strahlgeschwindigkeit und je höher der Gasdruck ist, stimmt ganz mit der schon oben beim Argon gewonnenen Erkenntnis überein. Eine Veranschaulichung der Verhältnisse geben die hierhergehörigen Kurven der Fig. 11.

Versucht man auch hier, aus der anfänglichen Kurvensteilheit, ein ungefähres Maß für die Einzelstreuung zu entnehmen, so ergibt sich folgendes:

$$\begin{aligned} \frac{i_0 - i_p}{p i_p} \cdot V^2 &= 1,412 \cdot 37,3^2 = 1963 \text{ für } 37,3 \text{ kV,} \\ &0,978 \cdot 51^2 = 2543 \text{ „ } 51 \text{ „} \\ &0,691 \cdot 65^2 = 2919 \text{ „ } 65 \text{ „} \end{aligned}$$

Der Gang der Werte ist, offenbar der gesteigerten Mitbeteiligung der Vielfachstreuung wegen, noch größer als beim Argon. Er ist auch größer als in Tab. 11 für $Q_a \cdot V^2$ sich ergibt.

e) *Xenon*. Eine kurze Zusammenstellung der Meßergebnisse findet sich in Tab. 12. Die Versuche sind derart durchgeführt, daß jeweils beim gleichen Gasdruck nacheinander die drei benutzten Strahlgeschwindigkeiten hergestellt worden sind, deren Reproduktion stets mit großer Genauigkeit möglich war.

Wir haben auch hier die Mittelwerte verzeichnet, obwohl sich ein kleiner Gang der Einzelwerte mit dem Druck bemerkbar macht. Die Proportionalität dieser Zahlen mit dem reziproken Quadrat der Strahlenergie ist hier, wie nach dem Vorausgegangenen zu erwarten, noch weniger erfüllt als in den früheren Fällen. Die Gesamt-

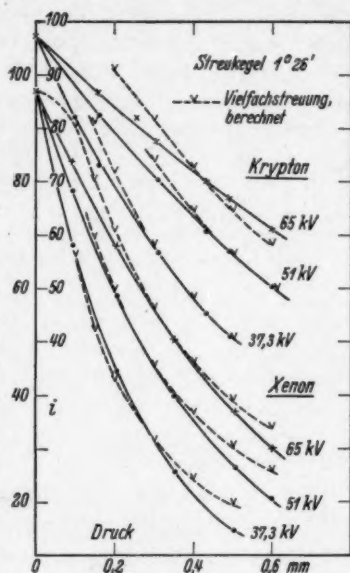


Fig. 11. Die Streuung in Krypton und Xenon

Tabelle 12

Streuweg 6 cm

Streukegel 1° 26'

p mm	i	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$	i	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$	i	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$
	37,3 kV		51 kV		65 kV	
0	97,3		97,9		98,1	
0,095	68,36 ^{*)}	1,614	78,3	1,020	82,7	0,780
0,205	44,83 ^{*)}	1,640	58,9	1,075	68,1	0,755
0,35	25,85	1,645	39,9	1,114	50,23	0,832
0,505	14,84	1,617	26,4	1,125	36,7	0,845
0,60	11,0	1,580	20,5	1,130	30,1	0,855
	Mittel 1,619		1,093		0,813	

^{*)} Den Einzelnachweis dieser Werte haben wir als Beispiel in Tab. 2 erbracht.

erscheinung wird aus Fig. 11 deutlich. Die Vielfachstreuung beschreibt das Bild nach um so kleineren Drucken hin, je kleiner die Strahlgeschwindigkeit ist, und sie dringt hier schon bis zu Drucken von 0,1 mm und weniger ersichtlich vor. Es ist daher hier noch weniger als in den vorhergehenden Fällen zu erwarten, daß die Anfangsteilheit der Kurven ein Maß für die reine Einzelstreuung geben kann. Wir wollen trotzdem zum Vergleich mit dem früheren diese Steilheit und ihren Zusammenhang mit V^2 hier verzeichnen. Es ist:

$$\frac{i_0 - i_p}{p i_0} \cdot V^2 = 3,142 \cdot 37,3^2 = 4367 \text{ für } 37,3 \text{ kV,}$$

$$2,082 \cdot 51^2 = 5413 \text{ „ } 51 \text{ „}$$

$$1,420 \cdot 65^2 = 6000 \text{ „ } 65 \text{ „}$$

Während bei den kleinen Drucken die Einzelstreuung von Mehrfachstreuung verdeckt wird, scheint bei den größeren Drucken aber auch die einfache Gesetzmäßigkeit der Vielfachstreuung in kleinen Winkeln nicht zur vollständigen Beschreibung der Beobachtung ausreichend. Die beobachtete stärkere Zunahme der Streuung mit wachsendem Druck muß jedenfalls als gesichertes Ergebnis der Messung betrachtet werden.

Zusammenfassung

Das Vorstehende zeigt, daß es nicht möglich ist, die Gesamtheit unsrer Erfahrungen an den Edelgasen unter einem einheitlichen Gesichtspunkt quantitativ zusammenzufassen, weil sich die verschiedenen Formen des Streuphänomens bei den hierhergehörigen Stoffen auch unter nahe gleichen äußeren Bedingungen in sehr verschiedenem Maße geltend machen. Die Streuung nimmt zwar mit der Dichte bzw. der Ordnungszahl der Gase, wie zu erwarten, stark zu; ihr Zusammenhang mit diesen Faktoren ist aber unter den Bedingungen

unsrer Versuche nicht unter eine gemeinsame Formel zu bringen. Während bei den leichten Gasen Helium und Neon unverkennbar Einzelstreuung vorherrscht, wird sie mit wachsender Dichte des Gases zunehmend vom Einfluß der Vielfachstreuung überlagert, die bei den schwersten Gasen den Streucharakter schon bei sehr kleinen Gasdrücken beherrscht. Eine Übersicht über die Verhältnisse möge die Tab. 13 geben, in welcher wir die Edelgase zusammen mit Luft aufgenommen haben.

Tabelle 13
Streuweg 6 cm Streukegel 1° 26'

Gas	Molek.- gewicht	Z	I.		II.		III.	
			$V^2 \cdot \frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$		$V^2 \frac{i_0 - i_p}{p i_0}$		$1/m$	
Luft....	28,88	7,2	323	1	713	1	—	—
Helium .	4,00	2	16	0,050	38,7	0,054	—	—
Neon ...	20,18	10	250	0,77	523	0,73	—	—
Argon ..	39,94	18	676	2,09	1482	2,08	2,20	2,09
Krypton	82,9	36	1217	3,77	2475	3,47	3,67	3,49
Xenon ..	120,2	54	2843	8,80	5260	7,38	8,70	8,26

In der Tabelle, die im wesentlichen den relativen Gang der beobachteten Streuerscheinung bei den verglichenen Gasen darstellen soll, haben wir die 3 im Vorausgehenden schon angewandten Verwertungsverfahren aufgenommen. Die Kolonnen I beziehen sich auf den „difundierenden Querschnitt“, die Kolonnen II veranschaulichen das mehr oder weniger ausgeprägte Hervortreten der Einzelstreuung, und die Kolonnen III machen Aussagen über die Vielfachstreuung. Jeder Angabe der absoluten Werte der am Kopf der Kolonnen verzeichneten Ausdrücke sind relative Angaben, bezogen auf Luft, beigefügt. Da die Vielfachstreuung erst bei den schwereren Gasen deutlich hervortritt, erfolgt hier der Anschluß der relativen Daten bei Argon. Zu den verzeichneten absoluten Werten der 3 letzten Gase unter I und II ist zu bemerken, daß sie nicht die Sicherheit besitzen wie bei den 3 leichteren Gasen. Denn wir haben hier die Mittelwerte der drei gangbehafteten Einzeldaten genommen, die für die drei mittleren Strahlggeschwindigkeiten gefunden worden sind. Da es sich aber stets um die gleichen Geschwindigkeiten handelt, so scheint uns unser Verfahren für den relativen Vergleich der beiden Darstellungen I und II und auch für die Veranschaulichung des durchschnittlichen Verhaltens der einzelnen Gase unter den Bedingungen der Versuche in erster Näherung zulässig. Wollte man allerdings die Kolonnen II zur Beurteilung der Einzelstreuung heranziehen, so wäre zu beachten, daß hierfür die Werte bei den 3 leicht-

teren Gasen eindeutige Angaben machen, daß aber in den Mittelwerten, die zu den 3 schwereren Gasen gehören, die Mitbeteiligung von Vielfachstreuung nicht ausgeschlossen ist. Diesem Einwand wird man um so eher entgehen, je mehr man zur Beurteilung der Einzelstreuung die bei den größten Strahlgeschwindigkeiten beobachteten Verhältnisse heranzieht. Wir werden hierauf im Nachfolgenden zurückkommen.

Zu den Werten III ist folgendes zu sagen: Nimmt man die Zahlenwerte von m , die zu unsren im Vorhergehenden berechneten Vielfachstreckurven führen, so lauten diese (Tab. 14)

Tabelle 14

m	Streukegel $1^\circ 26'$					
	37,3 kV		51 kV		65 kV	
	absolut	relativ	absolut	relativ	absolut	relativ
Argon	0,455	3,96	0,763	4,10	1,004	3,94
Krypton	0,272	2,36	0,430	2,31	0,550	2,16
Xenon	0,115	1	0,186	1	0,255	1

Der Gang mit der Strahlgeschwindigkeit ist nicht einfacher Art. Das ist auch von vornherein nicht zu erwarten, da er in gewissem Maße von der Wahl des Streugebiets abhängen wird, für welches wir die Rechnung an die Beobachtung anzuschließen versuchen. Dies ist aber für unsren gegenwärtigen Zweck offenbar belanglos, da sich der relative Gang mit dem Gas von der Geschwindigkeit praktisch unabhängig erweist. Da die Vielfachstreuung bei der kleinsten Geschwindigkeit am deutlichsten ausgeprägt ist, haben wir die reziproken Werte der ersten Zahlenkolonne der Tab. 14 in Tab. 13 aufgenommen. Diese sollten nach Abschnitt II, 3 dem Verhältnis a/L_1 proportional sein, wenn a der „Trübungsfaktor“ und L_1 die freie Weglänge der Elektronen bei 1 mm Gasdruck ist. Berücksichtigt man die Werte von L_1 (A 0,0293, Kr 0,0243, X 0,0161 cm), so sieht man, daß a von Argon über Krypton zu Xenon langsamer zunimmt als die Dichte und als die Ordnungszahl Z . Bemerkenswert ist aber, daß der relative Gang der Werte in allen 3 herangezogenen Fällen bis auf vereinzelte Abweichungen nahezu der gleiche ist.

Der näheren Betrachtung der Einzelstreuung möge schließlich die Tab. 15 dienen. Wir nehmen in ihr nochmals die Kolonne II auf mit dem Unterschied, daß wir bei den schwereren Gasen nicht die beobachteten Mittelwerte sondern die der größten benutzten Strahlgeschwindigkeit zugehörigen Höchstwerte angeben. Wir vergleichen mit unsren Ergebnissen gleichzeitig den relativen Gang

Tabelle 15
Angenäherte Einzelstreuung

Gas	$V^2 \cdot \frac{i_0 - i_p}{p i_0}$	Relativ	Henderson relativ
Luft	713	1	1
Helium	38,7	0,054	0,057
Neon	523	0,73	—
Argon	1707	2,40	2,42
Krypton	2919	4,10	—
Xenon	6000	8,41	—

des Einzelstreuvermögens, der in allerdings viel weniger eingehender Weise von Henderson¹⁾ für β -Strahlen von Ra-E und einen größeren Streuwinkel für einige Gase beobachtet worden ist.

Die nahe Übereinstimmung der Ergebnisse zweier gänzlich verschiedener Versuchsweisen ist beachtlich.

4. Äthylen, Kohlenoxyd und Kohlensäure

Die Streuung in diesen Gasen haben wir ausschließlich mit der Anordnung des 6 cm-Streuwegs und der 3 mm weiten Auffängerblende bei den 3 meist benutzten Strahlgeschwindigkeiten verfolgt. In allen 3 Fällen lassen sich eindeutige Angaben über den „diffundierenden Querschnitt“ machen, und auch die Einzelstreuung tritt ausgeprägt in der erwarteten Weise in Erscheinung. Einen Überblick über die Messungen gibt Fig. 12, in welcher jeder der 3 eingetragenen Kurvengruppen ihre eigene Ordinatenbezeichnung angehört.

a) Äthylen. Wir geben hier sogleich die Mittelwerte der Versuchsdaten. Es ist

$$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p} \cdot V^2 = 0,152 \cdot 1391 = 211 \text{ für } 37,3 \text{ kV}$$

$$0,0745 \cdot 2601 = 197 \text{ „ } 51 \text{ „}$$

$$0,051 \cdot 4225 = 215 \text{ „ } 65 \text{ „}$$

$$\text{Mittel } 208$$

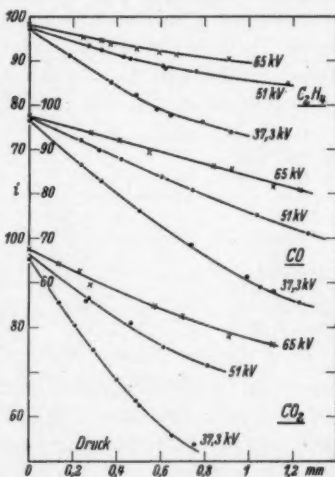


Fig. 12. Die Streuung in Äthylen, Kohlenoxyd und Kohlensäure

1) M. C. Henderson, Phil. Mag. 8. S. 854. 1929.

und die Einzelstreuung

$$\frac{i_0 - i_p}{p \cdot i_0} \cdot V^2 = 0,330 \cdot 37,3^2 = 459$$

$$0,163 \cdot 51^2 = 424 \quad \text{Mittel 441.}$$

$$0,105 \cdot 65^2 = 443$$

Ein systematischer Gang der Ausdrücke mit der Strahlgeschwindigkeit ist nicht vorhanden.

b) *Kohlenoxyd*. Die Versuchsdaten seien für dieses Gas zur Veranschaulichung ihrer Genauigkeit etwas ausführlicher angegeben.

Tabelle 16

Streuweg 6 cm

Streukegel $1^\circ 26'$

p in mm	i	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$	p in mm	i	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$
37,3 kV			51 kV*		
0	96,7	—	0	97,0	—
0,255	85,7	0,205	0,24	92,1	0,094
0,37	82,1	0,192	0,32	89,6	0,107
0,50	77,2	0,196	0,42	87,7	0,105
0,56	74,4	0,203	0,53	86,0	0,100
0,61	73,1	0,200	0,60	83,7	0,107
0,74	68,5	0,203	0,75	80,6	0,108
0,99	60,1	0,210	1,04	75,2	0,107
1,11	58,3	0,200	1,27	71,3	0,105
1,23	55,6	0,196	1,33	70,5	0,104
Mittel 0,201			Mittel 0,104		
$0,201 \cdot 37,3^2 = 280$			$0,104 \cdot 51^2 = 270$		
65 kV					
0	97,6	—	—	—	—
0,28	93,64	0,0642	0,92	85,8	0,0608
0,42	92,0	0,0623	1,11	82,4	0,0657
0,58	89,8	0,0621	1,23	81,8	0,0621
0,55	89,3	0,0692	Mittel 0,0636		
0,84	86,4	0,0628	$0,0636 \cdot 65^2 = 269$		

Für die Einzelstreuung wird

$$\frac{i_0 - i_p}{p \cdot i_0} \cdot V^2 = 0,447 \cdot 37,3^2 = 622$$

$$0,237 \cdot 51^2 = 616 \quad \text{Mittel 620.}$$

$$0,146 \cdot 65^2 = 621$$

In beiden Fällen zeigt sich also der einfache Zusammenhang mit dem Quadrat der Strahlenergie mit guter Genauigkeit verwirklicht.

c) *Kohlensäure*. Die Mittelwerte unsrer Meßergebnisse liefern für den „diffundierenden Querschnitt“

$$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p} \cdot V^2 = 0,343 \cdot 37,3^2 = 477$$

$$0,170 \cdot 51^2 = 442 \quad \text{Mittel 457}$$

$$0,107 \cdot 65^2 = 452$$

und für die Einzelstreuung

$$\frac{i_0 - i_p}{p i_0} \cdot V^2 = 0,754 \cdot 37,3^2 = 1049$$

$$0,400 \cdot 51^2 = 1040 \quad \text{Mittel 1043.}$$

$$0,246 \cdot 65^2 = 1039$$

Zusammenfassung

Die vorstehenden Ergebnisse lassen sich ohne Ausnahme für alle benutzten Geschwindigkeiten einheitlich zusammenfassen, da es sich in allen Fällen offenbar vorwiegend um Einzelstreuung handelt, die bei den kleinsten Drucken nicht wesentlich durch Vielfachstreuung verdeckt erscheint. Einen Überblick über die Zusammenhänge gibt Tab. 17.

Tabelle 17

Streuweg 6 cm

Streukegel $1^\circ 26'$

Gas	Molek.-gewicht	$\alpha \cdot Z^2$		$V^2 \frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$	$V^2 \frac{i_0 - i_p}{p i_p}$		
Luft	28,88	103,7	1	323	1	713	1
Äthylen . . .	28,03	42,6	0,41	208	0,64	441	0,62
Kohlenoxyd .	28	98	0,94	273	0,84	620	0,87
Kohlensäure .	44	161,3	1,55	457	1,42	1043	1,46

Der relative Gang der zu beiden Darstellungsweisen gehörigen Werte ist nahe übereinstimmend. Die drei Gase mit nahe gleichem Molekulargewicht streuen sehr verschieden, während die Streuung der Kohlensäure ungefähr im Verhältnis der Dichten diejenige der Luft übersteigt. Wir haben schließlich zum Vergleich die absoluten und die auf Luft bezogenen Werte des Produkts der Atomzahl α der Moleküle und des Quadrats ihrer mittleren Ordnungszahl angegeben, die in der Theorie der Einzelkernstreuung eine Rolle spielen. Die Mitberücksichtigung der Streuung durch die Atomelektronen würde nur bei Äthylen eine bessere Annäherung an die Beobachtung ergeben. Es zeigt sich durchweg zwar ein den Messungsergebnissen analoger Gang von $\alpha \cdot Z^2$, aber keine ausreichende zahlenmäßige Übereinstimmung.

5. Organische Halogenide

Wir haben der Untersuchung schließlich noch eine Reihe von Halogeniden unterzogen, die aus dem Kondensat in den Meßraum eingedampft wurden. Hier war im allgemeinen besondere Vorsicht

in der Druckmessung erforderlich, da eine Kondensation im Kompressionsmanometer verhindert werden mußte.

a) *Chloride*. Bei den drei untersuchten Chloriden ergibt sich eine im allgemeinen sehr befriedigende Proportionalität zwischen

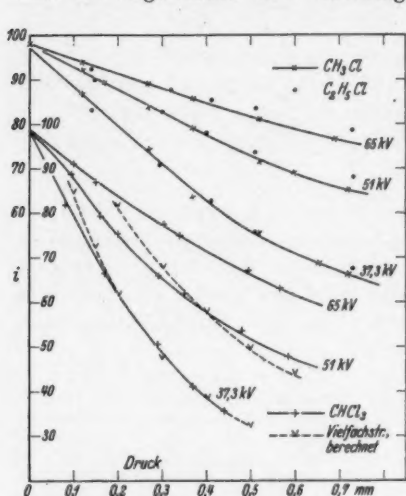


Fig. 13. Streuung in organischen Chloriden

Methylchlorid etwas stärker streut als das Äthylchlorid, daß aber der Unterschied beider Gase namentlich bei den langsameren Strahlen sehr gering ist. Die zugehörigen Zahlenwerte verzeichnet die Tab. 18.

Während sich über den „diffundierenden Querschnitt“ im allgemeinen einheitliche Aussagen machen lassen, ist dies für die

Tabelle 18

Streuweg 6 cm				Streukegel 1°26'		
Gas	<i>M</i>	$\alpha \cdot Z^2$		kV	$V^2 \frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$	$V^2 \frac{i_0 - i_p}{p i_0}$
Luft	28,88	103,7	1	—	323	713
Methylchlorid . .	50,46	135,2	1,30	37,3	624	1249
				51	627	1352
				65	663	1386
Äthylchlorid . .	64,50	144,5	1,39	37,3	630	
				51	611	
				65	600	
Chloroform . . .	119,38	672,8	6,49	37,3	1387	2721
				51	1417	3069
				65	1428	3295

Einzelstreuung, da sie nicht genügend rein hervortritt, weniger der Fall, und der Gang der beiden Wertegruppen läßt weder mit dem Molekulargewicht noch mit der aus den Komponenten sich ergebenden Ordnungszahl einen einfachen Zusammenhang erkennen.

b) *Bromide*. Die Proportionalität von $\log \frac{i_0}{i_p}$

mit dem Gasdruck ist auch bei den zwei untersuchten Bromiden im allgemeinen befriedigend vorhanden. Aus der Veranschaulichung der Zusammenhänge durch die zugehörigen Kurven der Fig. 14 ersieht man, daß ebenso wie bei den Chloriden auch bei den Bromiden praktisch kaum ein Unterschied im Streuvermögen der Methyl- und Äthylverbindungen besteht. Der Kurvencharakter nähert sich mit abnehmender Strahlgeschwindigkeit deutlich der Vielfachstreuung, deren Einfluß

durch eingeschobene Blenden im Streuweg, wie aus der wesentlich tieferen Lage der eingezeichneten \circ hervorgeht, stark verringert wird. Quantitativ kann folgendes festgestellt werden.

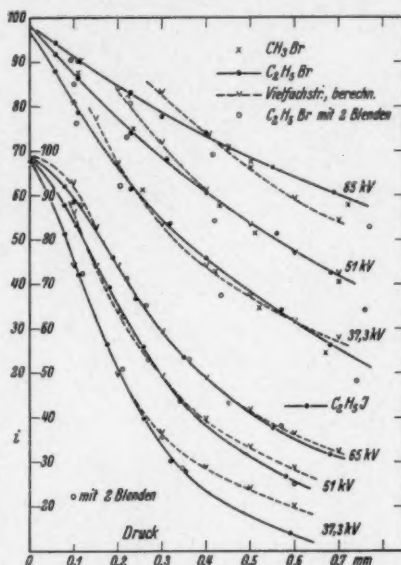


Fig. 14. Streuung in CH_3Br , $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$ und $\text{C}_2\text{H}_5\text{J}$

	Bei 37,3	51	65 kV
$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p} \cdot V^2$ für CH_3Br . . .	1185	1334	1407
„ $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$. . .	1138	1347	1335
m „ $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$. . .	0,236	0,392	—

Der Anstieg der Werte gegenüber den entsprechenden Chloriden erfolgt etwa im Verhältnis der Molekulargewichte.

c) *Äthyljodid*. Es ist dies das schwerste der von uns untersuchten Gase. Dem entspricht auch seine große Streuung, wie aus den zugehörigen Kurven der Fig. 14 zu ersehen ist. Sie wird aber, wie der Vergleich mit Fig. 11 erkennen läßt, von der Streuung des

leichteren Xenons noch etwas übertroffen. Wie im letzteren Falle so haben wir es auch beim Äthyljodid überwiegend mit Vielfachstreuung zu tun. Es fällt auf, daß es gerade bei der größten Strahlggeschwindigkeit gelingt, den Kurvenverlauf fast restlos mit den Forderungen des Vielfachstreugesetzes in Einklang zu bringen, während bei den kleineren Geschwindigkeiten nach größeren Drucken hin eine vermehrte Streuung angezeigt ist, wie dies in ähnlicher Weise beim Xenon zu finden war. Bemerkenswert ist noch der auffallende Anschluß der mit den zwei Zwischenblenden gefundenen Streuwerte an die ohne Blenden beobachteten. Man muß daraus wohl entnehmen, daß die Vielfachstreuung sich hier nur innerhalb einer eng begrenzten Strahlbreite fühlbar auswirken kann, und daß der großen Streuung wegen alle weiter gestreuten Elektronen praktisch nicht mehr zum Weg des ursprünglichen Strahls zurückfinden.

Über Einzelstreuung lassen die Beobachtungen keine Aussagen zu. Man kann aber auch hier die Frage nach dem „diffundierenden Querschnitt“ aufwerfen. Wie schon aus dem deutlichen Auftreten der Kurveninflexion zu schließen ist, ist hier keine Proportionalität von $\log \frac{i_0}{i_p}$ mit dem Druck zu erwarten. Es soll dies durch Tab. 19 belegt werden.

Tabelle 19

Streuweg 6 cm			Streukegel 1°26'					
p in mm	i	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$	p in mm	i	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$	p in mm	i	$\frac{1}{p} \log \frac{i_0}{i_p}$
37,3 kV			51 kV			65 kV		
0	97,6	—	0	98,1	—	0	98,4	—
0,11	72,2	1,191	0,105	83,1	0,686	0,10	87,9	0,490
0,175	56,6	1,353	0,18	69,2	0,844	0,19	76,3	0,581
0,26	39,9	1,494	0,255	56,0	0,955	0,24	66,8	0,700
0,32	29,3	1,633	0,34	43,4	1,042	0,35	53,7	0,751
0,59	13,7	1,445	0,58	25,6	1,006	0,55	37,3	0,766

Der Gang der Werte der jeweils 3. Kolonne mit dem Druck ist trotz ihrer etwas geringeren Absolutgröße als beim Xenon größer als bei diesem.

Die Werte von m bzw. $1/m$, mit denen wir in Fig. 14 den Anschluß an die Forderung des Vielfachstreugesetzes versucht haben, sind die folgenden:

Bei 37,3	51	65 kV
$m = 0,140$	0,210	0,276
$\frac{1}{m} = 7,14$	4,76	3,62

IV. Zusammenfassung

Die Untersuchung der Abhängigkeit der beim Durchgang eines ursprünglich parallelen homogenen Kathodenstrahlbündels durch ein Gas innerhalb eines definierten Strahlenkegels verbleibenden Intensität vom Gasdruck, von der Strahlgeschwindigkeit und von der Natur des Gases führt zu einem quantitativen Einblick in den Streuvorgang, der neben seiner praktischen Bedeutung den Wert einer gesicherten empirischen Grundlage für die Erweiterung unsrer theoretischen Beherrschung des Erscheinungsgebiets besitzt.

Die wesentlichsten Ergebnisse der Messungen sind die folgenden:

1. Die im unbegrenzten Gasraum innerhalb eines schmalen, mit dem eintretenden Strahl coaxialen Kegels befindliche Intensität i_p kann im allgemeinen in allen Fällen nicht zu großer Streuung bei Gasdrucken zwischen etwa 0 und 1 mm und für die untersuchten Strahlgeschwindigkeiten zwischen rund 20 und 80 kV durch einen Ansatz der Form

$$\frac{1}{p \cdot V^2} \log \frac{i_0}{i_p} = \text{const} \sim Q_d$$

dargestellt werden, wo i_0 die im Vakuum dem betreffenden Kegel zugehörige Intensität, p der Gasdruck und V die Strahlenergie (Voltgeschwindigkeit) bezeichnet. Die Konstante Q_d kann als ein auf den Druck 1 mm bezogenes Relativmaß für den dem betreffenden Strahllauf zugehörigen „diffundierenden Querschnitt“ der den Strahlweg erfüllenden Gasmoleküle betrachtet werden. Er hat in unserem Fall mehr die Bedeutung einer phänomenologischen Beschreibung des Umfangs der Streuung für bestimmte geometrische Verhältnisse, und seine Beziehung zur Strahllänge hängt von der Öffnung des Streukegels ab.

In Fällen starker Streuung übersteigt das Anwachsen des $\log \frac{i_0}{i_p}$ in mehr oder weniger ausgeprägtem Maße dasjenige von p , und gleichzeitig macht sich ein Anwachsen des Produkts $Q_d \cdot V^2$ mit zunehmendem V geltend.

Die Tab. 20 gibt unter I einen Überblick über die beim Streuweg 6 cm und dem Streukegel $1^\circ 26'$ beobachteten Verhältnisse für alle untersuchten Gase. Wo unter $Q_d \cdot V^2$ ein einziger Zahlenwert eingetragen ist, ist dieses Produkt für alle benutzten V -Werte praktisch konstant und mit dem gefundenen Mittelwert verzeichnet. Wo ein Wertebereich eingetragen ist, liegt ein Anstieg des Produkts mit wachsendem V vor, und die angegebenen Grenzwerte entsprechen dann der jeweils kleinsten (meist 37,3 kV) und größten (meist 65 kV) Strahlgeschwindigkeit.

Tabelle 20

Streuweg 6 cm

Streukegel $1^{\circ}26'$

Gas	M	I.		II.
		Zum „diffund. Querschnitt“		Zur Einzelstreuung
		Druck- abhängigkeit	$Q_d \cdot V^2$	$\frac{i_0 - i_p}{p i_0} \cdot V^2$
Wasserstoff . . .	2,01	konst.	—	44,1
Helium	4,00	„	16	38,7
Neon	20,18	„	250	523
Kohlenoxyd . . .	28,00	„	273	620
Äthylen	28,03	„	208	441
Luft	28,88	„	323	713
Argon	39,94	„	656—735	1373—1707
Kohlensäure . . .	44	„	457	1043
Methylchlorid . .	50,46	„	638	1249—1386
Äthylchlorid . . .	64,50	nahe konst.	614	—
Krypton	82,9	wenig wachs.	1065—1364	1963—2919
Methylbromid . . .	94,94	nahe konst.	1185—1407	—
Äthylbromid . . .	108,95	„	1138—1347	—
Chloroform	119,38	„	1410	2721—3295
Xenon	130,2	wenig wachs.	2252—3435	4367—6000
Äthyljodid	155,97	stark wachs.	—	—

Das Produkt $Q_d \cdot V^2$ wächst im allgemeinen (mit einigen durch relativ hohen H-Gehalt bedingten Abweichungen) in der Reihenfolge der Dichte der Gase. Eine einfache quantitative Beziehung zwischen beiden ist aber nicht erkennbar.

2. Bei allen weniger stark streuenden Gasen tritt zum mindesten bei den kleinen Gasdrucken ausgeprägt *Einzelstreuung* hervor. Die einfache Theorie fordert für einen festgehaltenen Streukegel die Beziehung

$$\frac{i_0 - i_p}{p i_0} \cdot V^2 = \text{const.},$$

wo die Konstante als Relativmaß der Streuung betrachtet werden kann. Entnimmt man den Faktor $\frac{i_0 - i_p}{p i_0}$ der Neigung der Anfangstangente unsrer Streukurven, so erhält man in der Tat für alle schwach streuenden Gase die geforderte Proportionalität dieses Faktors mit $1/V^2$. Die Mittelwerte des konstanten Produkts sind für die angegebenen geometrischen Verhältnisse unter II in Tab. 20 eingetragen. Bei stärker streuenden Gasen tritt ein Gang des Produkts mit wachsender Strahlenergie auf; wir haben in diesem Fall wieder die für die benutzten Strahlggeschwindigkeiten erhaltenen Grenzwerte eingetragen. Die Erscheinung muß offenbar durch eine merkliche Mitwirkung der Mehrfachstreuung schon bei sehr kleinen Gasdrucken gedeutet werden, wodurch der anfängliche Abfall der Streukurven mehr oder weniger verringert und also der Einfluß der

Einzelstreuung verdeckt wird. Dieser Fall tritt namentlich bei den Bromiden und dem Äthyljodid in solch ausgeprägtem Maße hervor, daß Einzelstreuung hier von vornherein unerkennbar bleibt. Wenn der relative Gang unsrer Einzelstreuwerte mit der Ordnungszahl meist erheblich hinter der theoretischen Forderung zurückbleibt, so ist dies wohl zu einem Teil dem Umstand zuzuschreiben, daß die Einzelstreuung selbst bei den benutzten kleinen Gasdrucken nicht in voller Reinheit vorliegt; in der Tat findet eine bessere Annäherung an die theoretische Forderung beim Übergang zu den größeren Strahlgeschwindigkeiten statt, wo die Vielfachstreuung mehr zurücktritt. Zweifellos ist aber dies nicht die einzige Ursache für die Abweichungen zwischen Beobachtung und der zum Vergleich herangezogenen einfachsten Theorie insbesondere in all den Fällen, wo wir es nicht mit einatomigen Gasen zu tun haben. Daß solche Abweichungen nicht nur im relativen Gang der Streuwerte sondern auch in ihrer absoluten Größe bestehen, haben wir an einigen Stellen zahlenmäßig belegt.

3. Bei den stark streuenden Gasen herrscht bei unsren Beobachtungen schon unterhalb 1 mm Druck die *Vielfachstreuung* vor. Nach der Theorie der Vielfachstreuung in kleinen Winkeln ist

$$\frac{i_p}{i_0} = 1 - e^{-\frac{m}{p}},$$

wo m bei festgehaltenen geometrischen Bedingungen unabhängig von p und nur abhängig von der Strahlgeschwindigkeit und vom Gas sein soll. Wir haben für den Streuweg 6 cm und den Streukegel $1^\circ 26'$ in vielen Fällen und für den Streuweg 8 cm in einigen Fällen diese Forderung mit unsren Streukurven graphisch verglichen. In Tab. 21 stellen wir die Werte von m und von L_1/m für alle diejenigen Fälle zusammen, in denen ein nicht zu enges Bereich unsrer Streukurven tatsächlich der Vielfachstreuung gerecht wird.

Wir haben hier die m -Werte für jede Strahlgeschwindigkeit getrennt angegeben, da kein einfacher Zusammenhang zwischen beiden zu erkennen ist. Es kann nur bemerkt werden, daß der relative Gang von m mit der Strahlenergie für alle Gase nahezu der gleiche ist und daß dies für beide Streuwege in gleicher Weise gilt (vgl. auch Tab. 14).

Noch weniger einfach scheint der Zusammenhang der m -Werte und ebenso der Werte L_1/m mit der Natur des Gases zu sein. Es tritt weder zum Molekulargewicht noch zur Ordnungszahl eine ersichtlich einfache Zahlenbeziehung hervor.

Tabelle 21
Zur Vielfachstreuung

Gas	22,5 kV <i>m</i>	37,3 kV		51 kV		65 kV	
		<i>m</i>	$\frac{L_1}{m}$	<i>m</i>	$\frac{L_1}{m}$	<i>m</i>	$\frac{L_1}{m}$
		<i>m</i>	$\frac{L_1}{m}$	<i>m</i>	$\frac{L_1}{m}$	<i>m</i>	$\frac{L_1}{m}$
Streuweg 6 cm, Streukegel 1° 26'							
Luft	0,35	0,89	0,029	—	—	—	—
A	—	0,455	0,060	—	—	—	—
Kr	—	0,272	0,077	0,430	0,049	—	—
C ₆ H ₅ Br	—	0,236	0,051	0,392	0,031	—	—
CHCl ₃	—	0,201	—	—	—	—	—
C ₆ H ₅ J	—	0,140	0,070	0,210	0,047	0,276	0,036
X	—	0,115	0,131	0,186	0,081	0,255	0,060
Streuweg 8 cm, Streukegel 1° 4' 27"							
Luft	—	0,544	0,048	0,86	0,031	—	—
A	—	0,306	0,090	0,498	0,055	0,672	0,041

4. Das Vorstehende zeigt, daß die Streuung mittelschneller Kathodenstrahlen in Gasen schon bei Gasdrucken unterhalb 1 mm auf relativ kurzen Wegstrecken so beträchtlich sein kann, daß man sich hier im allgemeinen im Zwischengebiet der Mehrfachstreuung befindet, wo die Einzelstreuung nur noch bei leichten Gasen ausgeprägt genug hervortritt, um sie quantitativ befriedigend fassen zu können, während andererseits die Vielfachstreuung in den Fällen starker Streuung nicht ausschließlich in der theoretisch erwarteten Weise die beobachtbare Erscheinung beschreibt.

Wenn es sich auch vielleicht im Hinblick auf die kaum noch steigerbare Genauigkeit unsrer Versuche rechtfertigen ließe, die weitere Verfolgung der festgestellten Abweichungen zwischen Erfahrung und Berechnung auf den neueren Wegen zu versuchen, die die Theorie gegangen ist, so glauben wir doch, zunächst davon absehen und, gestützt auf die gewonnene neue Kenntnis, erst weitere Erfahrung heranziehen zu sollen.

Für die Unterstützung unsrer Arbeit haben wie der Helmholtzgesellschaft, der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Gesellschaft der Freunde der Universität Heidelberg sehr zu danken.

Heidelberg, Philipp-Lenard-Institut der Universität.

(Eingegangen 15. Dezember 1936)

**Zur Theorie der Umwandlungen
von metallischen Mischphasen. IV**
Die Ausscheidung ungeordneter Mischphasen
Von G. Borelius

(Mit 12 Figuren)

§ 1. *Einleitung.* Von einem in der dritten Arbeit dieser Reihe¹⁾ abgeleiteten Ausdruck für die freie Energie von Mischphasen ungeordneter Atomverteilung ausgehend, sollen jetzt die Beziehungen zwischen den Konzentrationskurven des Energieinhaltes von binären Mischphasenreihen und den Grenzkurven der Mischungslücken in ihren Zustandsdiagrammen abgeleitet und auf spezielle Beispiele angewandt werden. Eine quantitative Behandlung dieser Grenzkurven scheint früher nur für den Grenzfall kleinster Löslichkeit vorzuliegen²⁾.

Weiter soll auf gewisse Möglichkeiten für thermodynamisch bedingte Hindernisse für den Zerfall der Mischphasen innerhalb der Grenzen des Zweiphasengebietes und daraus folgende Hysterese zwischen dem Zerfall der homogenen Phase bei abnehmender Temperatur und ihrer Rückbildung bei steigender Temperatur aufmerksam gemacht werden. Da in der reichhaltigen Literatur über Bestimmungen von Löslichkeitsgrenzen keine Arbeiten gefunden wurden, die so ausgeführt und beschrieben waren, daß sie als Beweise für oder gegen eine derartige Hysterese gelten könnten, habe ich mit der Veröffentlichung der theoretischen Erwägungen gewartet, bis jetzt durch eine gleichzeitig in diesen Annalen veröffentlichte Untersuchung von C. H. Johansson und O. Hagsten³⁾ die erwartete Hystereseerscheinung festgestellt worden ist.

§ 2. *Allgemeine Beziehungen der Mischungslücke zu der Nullpunktsenergie.* Wir wollen uns in dieser Arbeit auf die Behandlung solcher Legierungssysteme beschränken, wo die beiden Komponenten dieselbe Gitterstruktur haben und nur Mischkristalle derselben

1) G. Borelius, Ann. d. Phys. [5] 20. S. 57 u. 650. 1934; 24. S. 489. 1935. Im folgenden zitiert als BI, BII und BIII.

2) G. Tammann u. W. Oelsen, Ztschr. anorg. Chem. 186. S. 282. 1930.

3) C. H. Johansson u. O. Hagsten, Ann. d. Phys. [5] 28. S. 520. 1937.

Struktur und völlig ungeordneter Atomverteilung bilden können. Das thermodynamische Potential der Mischphasen ist dann eine eindeutige Funktion der absoluten Temperatur T und der Atombrüche q und $p = 1 - q$ der Komponenten. Als Potentialfunktion können wir einen in der vorigen Arbeit abgeleiteten approximativen Ausdruck für die freie Energie pro Grammatom der Legierung

$$(1) \quad F' = U_0' + TR(p \ln p + q \ln q)$$

ansetzen. Hier ist R die Gaskonstante und U_0' die Energiemenge, die zur Bildung eines Grammatoms der Mischphase aus ihren Komponenten bei dem absoluten Nullpunkt zugeführt werden müßte und kurz als Nullpunktsenergie bezeichnet wird. Die Approximation besteht darin, daß die kleinen, öfters unbekannten Abweichungen von dem Gesetz von Kopp-Neumann, das eine lineare Abhängigkeit der spezifischen Wärme von der Atomkonzentration der Legierung annimmt, vernachlässigt worden sind. Für U_0' wurde unter der Voraussetzung, daß bei der Berechnung der Energie des Gitters höchstens Gruppen von $n + 1$ benachbarten Atomen berücksichtigt werden müssen, die Form

$$(2) \quad U_0' = R(a_1 p^n q + a_2 p^{n-1} q^2 + \dots + a_n p q^n)$$

abgeleitet, wo $a_1 a_2 \dots a_n$ Konstanten von der Dimension Grad sind. Da wir nicht theoretisch feststellen können, wie groß n zu rechnen ist, empfiehlt es sich aus praktischen Gründen die kleinste Zahl zu nehmen, mit der noch hinreichende Anpassung an die Erfahrung erreicht werden kann. Wenn diese Anpassung z. B. mit $n = 5$ erreicht wird, dürfen wir jedoch nicht rückwärts schließen, daß nur Gruppen von höchstens 5 Atomen auf die Energie einen Einfluß haben. Die empirisch bestimmten Werte der 5 Konstanten haben auch keine einfach übersichtliche physikalische Bedeutung.

Die Bestimmung der Form der Mischungslücke im Zustandsdiagramm aus angenommenen Werten der Energiekonstanten $a_1 a_2 \dots a_n$ würde im allgemeinen Falle rechnerisch sehr mühsam sein, kann aber graphisch sehr einfach ausgeführt werden, wie in der Fig. 1 gezeigt wird. Man zeichnet für verschiedene Temperaturen nach (1) und (2) die $F'-q$ -Kurven und zieht die Doppeltangenten. Die Berührungspunkte zeigen bekanntlich die Konzentrationen der zwei bei dieser Temperatur miteinander im Gleichgewicht stehenden Phasen an, und geben somit für jede Temperatur zwei Punkte der Löslichkeitsgrenze im Zustandsdiagramm.

Die umgekehrte Aufgabe, aus der experimentell gefundenen Löslichkeitsgrenze die Energiekonstanten zu bestimmen, wird dagegen

am einfachsten rechnerisch gelöst. Sind q' und q'' die zu einer bestimmten Temperatur gehörenden Konzentrationen der Löslichkeitsgrenze, so gelten nämlich die beiden in bezug auf die Energiekonstanten a_1, a_2, \dots, a_n linearen Bedingungsgleichungen

$$(3) \quad \left(\frac{\partial F'}{\partial q} \right)_{q=q'} = \left(\frac{\partial F''}{\partial q} \right)_{q=q''}$$

und

$$(4) \quad \begin{cases} \left(F' - q \frac{\partial F'}{\partial q} \right)_{q=q'} \\ \left(F'' - q \frac{\partial F''}{\partial q} \right)_{q=q''} \end{cases}$$

Gl. (3) besagt, daß die Neigung der isothermen Kurve im $F'-q$ -Diagramm bei den Konzentrationen q' und q'' dieselbe sein soll, (4) daß die Tangenten bei q' und q'' die $q=0$ -Achse in demselben Punkt schneiden sollen. Es genügen somit rein mathematisch z. B. zwei Wertetripel T_1, q'_1, q''_1 und T_2, q'_2, q''_2 , um die vier Konstanten in einem nach (2) gebildeten Ausdruck fünften Grades für die Nullpunktsenergie zu bestimmen. Wegen des approximativen Charakters solcher Ausdrücke und da kleine Fehler in den q -Werten nach diesem Rechenverfahren leicht zu großen Fehlern in den Konstanten führen können, muß indessen nachgeprüft werden, ob die zurückberechneten Löslichkeitsgrenzen auch bei anderen Temperaturen mit den empirischen Resultaten verträglich sind.

§ 3. Berechnung der Nullpunktsenergiekurve der Au-Pt-Legierungen. Wir wenden zunächst diese Möglichkeit, aus der Form der Löslichkeitsgrenze auf die Form der Nullpunktsenergiekurve zu schließen, auf die Gold-Platinlegierungen an. Diese Legierungen zeigen nach Johansson und Linde¹⁾ eine Mischungslücke, die sich schon unter der Soliduskurve schließt, und die Löslichkeits-

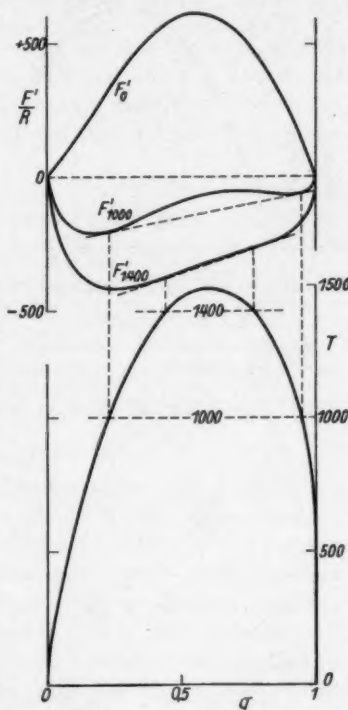


Fig. 1. Oben freie Energie, unten Zustandsdiagramm (entspricht den Au-Pt-Legierungen)

1) C. H. Johansson u. J. O. Linde, Ann. d. Phys. 5. S. 762. 1930.

kurve ist zwischen etwa 700 und 1100° C von Johansson und Linde röntgenographisch und durch Widerstandsmessungen und später auch von Stenzel und Weerts¹⁾ röntgenographisch bestimmt worden.

Ihre Resultate sind in der Fig. 2 zusammengestellt.

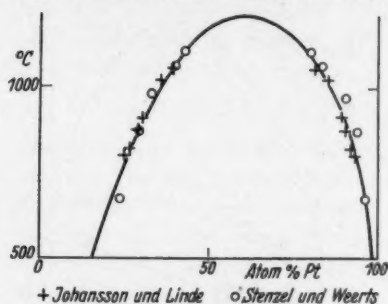


Fig. 2. Theoretische und empirische Grenzen der Mischungslücke im System Au-Pt

Unter Zuhilfenahme von nach (3) und (4) für die Temperaturen 1000 und 1400° K aufgestellten Gleichungen sind die vier Konstanten in einen Ausdruck fünften Grades von der Form der Gl. (2) für die Nullpunktsenergie in solcher Weise bestimmt worden, daß die einfachst mögliche mit den empirischen Lösungsgrenzen verträgliche Energiekurve erhalten wird.

Die Nullpunktsenergie bekommt etwa die Form

$$(5) \quad F_0' = U_0' = R[950 p^4 q + 7700(p^3 q^2 + p^2 q^3) + 2900 p q^4],$$

wo p und q die Atombruchteile von Au bzw. Pt bezeichnen. Die entsprechenden nach (5) und (1) berechneten Kurven für die freie Energie bei 0, 1000 und 1400° K sind schon in der Fig. 1 gezeigt worden. Diese Figur zeigt unten auch die nach dem graphischen Verfahren vervollständigte Löslichkeitsgrenze im System Au-Pt. Die unteren Teile des Zustandsdiagrammes haben dabei ausschließlich theoretisches Interesse, weil hier wegen Diffusionsschwierigkeiten Gleichgewicht nie erreicht werden kann. Es muß weiter betont werden, daß die Formen der Kurven an der Au-Seite, die stark extrapoliert sind, als sehr unsicher angesehen werden müssen. Dieselbe Unsicherheit hat dann auch die erste Konstante (950) in der Gl. (5). Die von dem Ausdruck (5) gegebene Mischungsgrenze ist in der Fig. 2 neben den empirischen Grenzpunkten eingezeichnet.

§ 4. *Spezialisierung der Theorie für kleine gegenseitige Löslichkeit und ihre Anwendung auf die Cu-Ag-Legierungen.* Ein Spezialfall von besonderem Interesse und Wichtigkeit bilden die Legierungsreihen mit kleiner gegenseitiger Löslichkeit bei mittleren Temperaturen. Für diesen Fall geben die Gl. (1) bis (4), in denen wir q' und q'' beide gegen Null gehen lassen, in erster Annäherung

1) W. Stenzel u. J. Weerts, Siebert-Festschrift 1931. S. 300.

$$(6) \quad a_1 + T \ln \frac{q'}{p'} = -a_n + T \ln \frac{q''}{p''} = 0$$

oder

$$(7) \quad \ln \frac{q'}{p'} = -\frac{a}{T} \quad \text{und} \quad \ln \frac{q''}{p''} = \frac{c}{T},$$

wo a und c für die Konstanten a_1 und a_n geschrieben worden sind.

Diese Gleichungen unterscheiden sich von der von Tamman und Oelsen (a. a. O.) für den Fall kleiner einseitiger Löslichkeit abgeleiteten Formel durch das Fehlen von einem konstanten Gliede in (7).

Das am ausführlichsten untersuchte Beispiel einer Legierungsreihe dieser Art dürfte die des Systems Cu-Ag sein. Die besten Aufschlüsse über die Löslichkeitsgrenze bei Gleichgewicht dürften aus den neuesten Untersuchungen von Ageew, Hansen und Sachs¹⁾ über die Cu-reichen Legierungen und die von Ageew und Sachs²⁾ über die Ag-reichen Legierungen sowie die von Owen und Rogers³⁾ über die Legierungen beider Seiten erhalten werden.

Der Vergleich mit der Theorie wird besonders einfach, wenn wir mit Rücksicht auf die Form der Gl. (7) die Meßresultate statt in dem gewöhnlichen Zustandsdiagramme mit q und T als Variable in einem Diagramm mit den Variablen $\log q/p$ und $1/T$ auftragen.

Das Resultat ist in der Fig. 3 zu sehen. Nach der Theorie sollte sich die Löslichkeitsgrenze für große negative sowohl als positive Werte von $\log q/p$ asymptotisch zwei durch Origo gehenden Geraden nähern. Diese Folgerung der Theorie kann freilich wegen der großen experimentellen Unsicherheit nicht sicher bestätigt werden, sie ist aber mit den Resultaten gut verträglich.

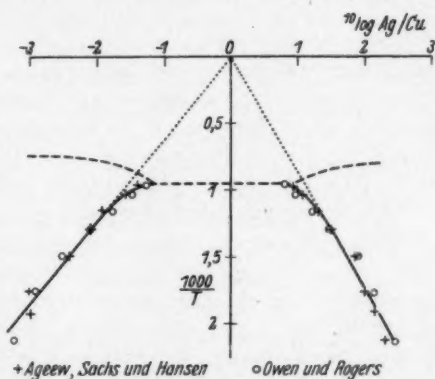


Fig. 3. Logarithmisches Zustandsdiagramm der festen Cu-Ag-Legierungen

1) N. W. Ageew, M. Hansen u. G. Sachs, Ztschr. f. Phys. 66. S. 350. 1930.

2) N. W. Ageew u. G. Sachs, Ztschr. f. Phys. 63. S. 293. 1930.

3) E. A. Owen u. J. Rogers, Journ. Inst. Metals 57. S. 257. 1935.

Die Neigungen der Asymptoten geben für die Cu-Seite den Wert $a = 3700$ und für die Ag-Seite den Wert $c = 2700^\circ$.

§ 5. Die Bedeutung der Krümmung der Konzentrationskurve der freien Energie für die Zerfallsmöglichkeit der Mischphasen. Die Fig. 4 zeigt wiederum die gewöhnliche Form der Konzentrations-

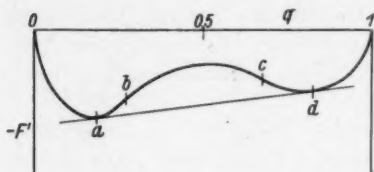


Fig. 4. Isotherme Konzentrationsabhängigkeit der freien Energie bei Anwesenheit einer Mischungslücke

abhängigkeit der freien Energie der teilweise instabilen einphasigen Legierungen bei einer Temperatur, wo die Legierungsreihe eine Mischungslücke hat. Die Legierungen mit Konzentrationen zwischen den Konzentrationen a und d der Berührungspunkte der Doppeltangente bekommen ihre kleinsten Potentialwerte und somit ihre

stabilen Gleichgewichte dadurch, daß sie in zwei Mischphasen mit den Konzentrationen a und d zerfallen. Die nur auf die Frage nach den stabilen Gleichgewichten eingerichtete klassische Thermodynamik macht dabei keinen prinzipiellen Unterschied zwischen den verschiedenen Konzentrationsgebieten zwischen a und d . Sie kann auch über die Geschwindigkeit der Ausscheidung nichts aussagen.

Die Erfahrung lehrt aber, daß diese Geschwindigkeit auf verschiedenen Stellen innerhalb der Mischungslücke sehr verschieden sein kann. Bei gewöhnlichen und tiefen Temperaturen wird im allgemeinen wegen Diffusionsschwierigkeiten die Geschwindigkeit praktisch Null. Aber bei höheren Temperaturen, wo der Platzwechsel der Atome schon hinreichend lebhaft ist, scheint, soweit aus dem noch recht spärlichen Untersuchungsmaterial geschlossen werden kann, ein Unterschied zwischen den zentralen und den seitlichen Gebieten der Mischungslücken zu bestehen, indem die Ausscheidung in der Mitte viel leichter vor sich geht als in der Nähe der seitlichen Grenzen.

In der Literatur ist in diesem oder ähnlichen Zusammenhange darauf aufmerksam gemacht worden, daß der Grad der Unterkühlung, womit wohl der Temperaturabstand von der Mischungsgrenze im Zustandsdiagramm gemeint wird, seitlich kleiner ist als in der Mitte, andererseits auch darauf, daß (vgl. Fig. 4) die Differenzen der freien Energie zwischen den unterkühlten und den stabilen Zuständen ebenfalls nach der Mitte zu anwächst. Eine theoretische Diskussion der möglichen Zusammenhänge der Ausscheidungsgeschwindigkeit mit diesen Größen scheint jedoch nicht vorzuliegen. Eine direkte

Abhängigkeit der Ausscheidungsgeschwindigkeit von den Differenzen in freier Energie dürfte auch nur für den Fall begründet werden können, daß sehr viele Keime der neuen stabilen Phasen neben der unterkühlten Mischphase schon bestehen.

Sucht man sich aber ein Bild davon zu machen, wie der erste Zerfall der instabilen Mischphase beeinflußt werden kann, kommt man leicht zu der Vermutung, daß die Krümmung der Kurve der freien Energie und nicht die Differenzen der freien Energie in erster Linie die maßgebende Größe ist. Wir denken uns, daß wir durch Abschreckung von höheren Temperaturen aus eine Reihe von im ersten Augenblick einphasigen homogenen Legierungen bei der Temperatur erhalten haben, für die die Potentialkurve der Fig. 4 gültig ist. Die Temperatur sei hoch genug, um hinreichende Diffusion (Platzwechsel) der Atome zu ermöglichen. Es werden dann in der Mischphase durch die Wärmebewegung der Atome gewisse Konzentrationsschwankungen unterhalten, so daß die Konzentration der einen Komponente in gewissen kleinen Gebieten der Phase etwas größer, in anderen etwas kleiner als die konstante mittlere Konzentration ist. Wir betrachten zuerst eine Mischphase mit einer Konzentration zwischen den Inflexionspunkten *b* und *c* der Potentialkurve in Fig. 4, die somit auf dem nach unten gekrümmten Teil der Kurve liegt. Zufällig auftretende Konzentrationsschwankungen bedeuten hier eine Abnahme des Potentials und sind deshalb nicht reversibel, sondern sie müssen weiter fortschreiten bis zum schließlichen Zerfall der Legierung in zwei Phasen mit den Konzentrationen *a* und *d*. Für die Mischphasen in den seitlichen Konzentrationsgebieten in der Nähe der Punkte *a* und *d*, wo die Potentialkurve nach oben gekrümmt ist, bedeuten dagegen kleine Schwankungen der Konzentration eine Vermehrung des Potentials. Die Konzentrationsschwankungen in naheliegenden Gebieten des Kristalls, die nur durch Platzwechsel der Atome zustande kommen können, müssen nämlich paarweise nach beiden Richtungen hin erfolgen. Zwei gleiche kleine positive und negative Änderungen der Konzentration von Δq würden z. B. eine Änderung der freien Energie:

$$(8) \quad \Delta F = \frac{F(q + \Delta q) + F(q - \Delta q)}{2} - F(q) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial q^2} \Delta q^2$$

hervorrufen und diese Änderung ist so von demselben Zeichen und proportional mit $\partial^2 F / \partial q^2$ zu erwarten.

Bei größeren Konzentrationsschwankungen spielt wahrscheinlich auch die Form der $F-q$ -Kurve in größeren Abständen von der Durchschnittskonzentration der Legierung, vor allem die Lage und

Höhe des höchsten Punktes der Potentialschwelle, eine Rolle. Die Berechnung der Häufigkeit der Bildung von zweiphasigen Keimen unter diesen Voraussetzungen mit Hilfe der Schwankungstheorie dürfte jedenfalls eine sehr schwierige Aufgabe sein, die wir nicht zu lösen versuchen wollen. Die Bedeutung der hier entwickelten allgemeinen Vorstellungen können aber zunächst so geprüft werden, daß die empirischen Ausscheidungsgeschwindigkeiten an verschiedenen Stellen des Zustandsdiagramms innerhalb der Mischungslücke mit den Werten von $\partial^2 F' / \partial q^2$ verglichen werden, die mit Hilfe unserer Formeln approximativ berechnet werden können. Aus Gl. (1) berechnet sich diese Größe zu

$$(9) \quad \frac{\partial^2 F'}{\partial q^2} = \frac{d^2 U_0'}{dq^2} + \frac{R}{p q} T$$

und wächst also linear mit der absoluten Temperatur. $d^2 U_0' / dq^2$ kann aus Gl. (2) nach Differentiation erhalten werden, wenn die Konstanten a empirisch aus der Form der Grenzkurve bestimmt worden sind.

Hat nun die Krümmung der $F - q$ -Kurve die theoretisch vorausgesagte hemmende Wirkung auf die Ausscheidung, so müssen Legierungen, deren $F - q$ -Kurven bei der Grenztemperatur eine große Krümmung haben, eine Hysterese zwischen dem Zerfall der homogenen Phase bei abnehmender Temperatur und ihrer Rückbildung bei steigender Temperatur aufweisen. Für die Rückbildung der homogenen Phase ist nämlich keine thermodynamisch bedingte Hemmung vor auszusehen. Eine solche Hysterese ist nun auch von Johansson und Hagsten (a. a. O.) gefunden worden. Es ist von Interesse, darauf hinzuweisen, daß diese Hysterese nicht durch die Annahme erklärt werden kann, daß die Differenz der freien Energie (jedenfalls nicht ohne Rücksicht auf ihr Zeichen) die ausschlaggebende Größe sein sollte.

§ 6. *Übersicht verschiedener Formen der Mischungslücken und der Gebiete positiver Krümmung.* Wir geben schließlich eine orientierende Übersicht über verschiedene zusammengehörige Formen der Nullpunktsenergiekurven und der Löslichkeitsgrenzen der Zustandsdiagramme, und wollen dabei auch, um die künftige Prüfung der hier entwickelten Vorstellungen zu erleichtern, in den Zustandsdiagrammen diejenigen Gebiete angeben, wo positive Krümmungen der $F' - q$ -Kurve vorkommen.

Für diese Orientierung genügt schon ein Ausdruck (2) für die Nullpunktsenergie vom vierten Grad und wir gehen von der Formel

$$(10) \quad F' = R[a p^3 q + b p^2 q^2 + c p q^3 + T(p \ln p + q \ln q)]$$

für die freie Energie aus. Die Figg. 5—12 zeigen oben die $F' - q$ -Kurven für $T = 0$, d. h. die Nullpunktsenergiekurven für verschiedene Wertetripel $a b c$ und unten die dazu gehörigen Lösungslinien in den Zustandsdiagrammen (dick ausgezogen). Diese Lösungslinien sind entweder nach dem in § 2 erwähnten graphischen Verfahren erhalten oder auch in den der Einfachheit halber gewählten symmetrischen Fällen (mit $a = c$) einfacher aus der Nebenbedingung $dF'/dq = 0$ berechnet worden. Die dünn eingezeichneten Kurven gleicher $\partial^2 F'/\partial q^2$ ergeben sich mit Hilfe der aus (10) durch zwei Derivationen und Umformung abgeleiteten Beziehung:

$$(11) \left\{ \begin{aligned} T &= (6a - 2b)p^3q - (6a - 8b + 6c)p^2q^2 + (6c - 2b)pq^3 \\ &\quad + \frac{1}{R} \frac{\partial^2 F'}{\partial q^2} \cdot pq \end{aligned} \right.$$

durch Einsetzen verschiedener konstanter Werte für $\frac{1}{R} \frac{\partial^2 F'}{\partial q^2}$, die in den Figuren mit K bezeichnet worden sind.

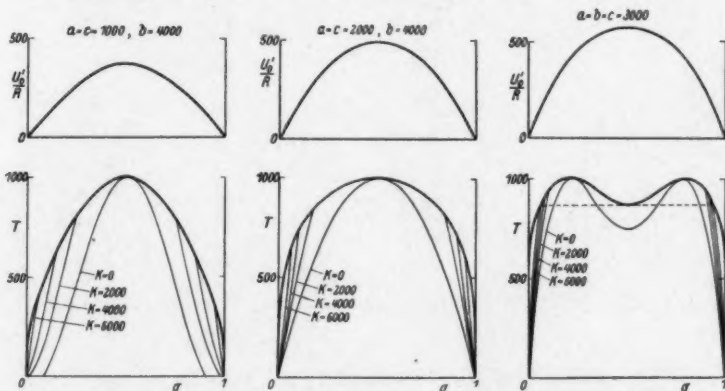


Fig. 5

Fig. 6

Fig. 7

Figg. 5—7. Beispiele zu Punkt 1. Oben Nullpunktsenergie, unten Zustandsdiagramme

1. Alle drei Konstanten a, b und c sind positiv. Dies ist der bestbekannte und in Wirklichkeit der einzige experimentell mit Sicherheit festgestellte Fall. Die Figg. 5—7 zeigen drei Beispiele dieser Art. Die oberen Kurven geben die Konzentrationsabhängigkeit der Nullpunktsenergie, die unteren die Lösungslinien. Die Mischungslücken sind in diesem Falle bei den tiefsten Temperaturen vollständig.

2. Alle drei Konstanten a , b und c sind negativ und mit solchen Werten, daß die $U'_0 - q$ -Kurve stetig nach unten gebogen ist. Es besteht in diesem Falle überhaupt keine Mischungslücke. Solche Fälle mit vollständiger Mischbarkeit auch bei den tiefsten Temperaturen kommen scheinbar sehr häufig vor, wie z. B. bei Ag-Au. Es ist aber zu bemerken, daß zu dem Gleichgewichtszustand gehörige Mischungslücken, die nicht über etwa $T = 500^\circ\text{K}$ hinaufgehen, sich wegen der Diffusionshemmungen der direkten experimentellen Feststellung entziehen. Wir wissen deshalb noch nicht, inwieweit diesen anscheinend vollständigen Mischkristallreihen negative Werte der Konstanten a , b und c oder verhältnismäßig kleine positive Werte zuzuschreiben sind.

3. Eine oder beide der Konstanten a und c sind negativ und die Konstanten haben im übrigen solche Werte, daß die $U'_0 - q$ -Kurve eine oder zwei Inflexionen aufweist. Man bekommt dann,

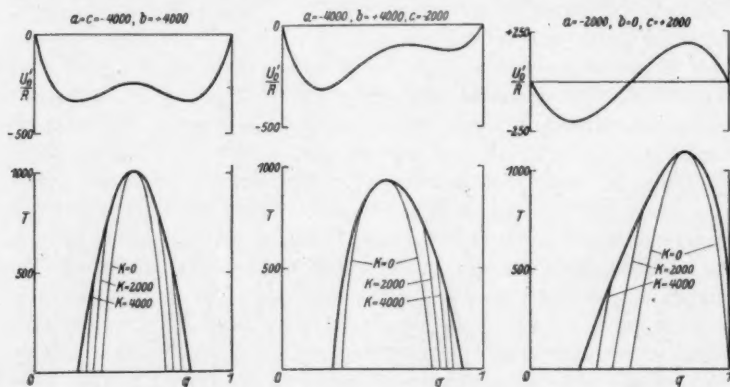


Fig. 8

Fig. 9

Fig. 10

Fig. 8—10. Beispiele zu Punkt 3. Oben Nullpunktsenergie, unten Zustandsdiagramme

wie die Fig. 8—10 veranschaulichen, nur eine teilweise Mischbarkeit auch bei den tiefsten Temperaturen. Ein Blick auf die Zusammenstellungen von empirischen Zustandsdiagrammen, z. B. in den Tabellen von Landolt-Börnstein, können nun leicht zu der Auffassung führen, daß dieser Fall sehr häufig sein sollte. In Wirklichkeit entsprechen aber die in diesen Zustandsdiagrammen gezeichneten Grenzkurven, die unterhalb etwa $200\text{--}400^\circ\text{C}$ immer steil verlaufen, nicht Gleichgewichtszuständen, sondern sie geben nur an, daß die bei höheren Temperaturen erreichten Zustände bei den

tiefere wegen Diffusionsschwierigkeiten bestehen bleiben. Es dürfte noch in keinem einzigen Falle eine thermodynamisch stabile teilweise Mischbarkeit bei den tiefsten Temperaturen als experimentell wahrscheinlich gemacht gelten können. Jedenfalls können die oft gezeichneten Mischungsgrenzen, die nach unten ausgezogen auf eine kleine Löslichkeit von wenigen Atomprozent der einen Komponente in der anderen beim absoluten Nullpunkt schließen lassen, als theoretisch unwahrscheinlich bezeichnet werden. Eine solche kleine Löslichkeit würde nämlich eine schon bei ganz kleinen Konzentrationen stark gekrümmte Kurve für die Nullpunktsenergie voraussetzen.

4. Sind a und c positiv und hat b einen hinreichend kleinen positiven oder einen negativen Wert, so teilt sich die Mischungslücke teilweise oder ganz in zwei getrennte Konzentrationsgebiete auf. Dies war schon in der Fig. 7 der Fall und tritt noch mehr

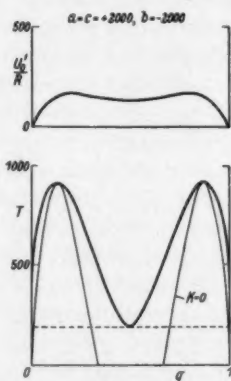


Fig. 11

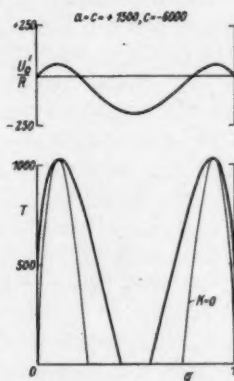


Fig. 12

Fig. 11 und 12. Beispiele zu Punkt 4. Oben Nullpunktsenergie, unten Zustandsdiagramme

ausgeprägt in den Fig. 11 und 12 hervor. Diese Erscheinungen machen nun einen sehr befremdenden Eindruck. Sie zeigen die theoretische Möglichkeit von intermediären Phasen mit ungeordneter Atomverteilung und derselben Struktur wie die der Komponenten. Solche Phasen scheinen jedoch nicht sicher festgestellt zu sein. Es kann vielleicht auch theoretisch vorausgesagt werden, daß sie weniger wahrscheinlich sein müssen. Sie setzen nämlich verhältnismäßig kleine Energiewerte für gewisse Atomanordnungen mittlerer Konzentration voraus. Bestimmte Anordnungen dieser Art

dürften jedoch bei geeigneten geordneten Atomverteilungen häufiger vorkommen können als bei den ungeordneten. Auch sind die intermediären Phasen erfahrungsgemäß des öfteren geordnet.

§ 7. *Einfluß der Ausscheidungsvorgänge auf die Theorie der Entstehung geordneter Mischphasen.* Die theoretische Behandlung der Umwandlungen von ungeordneten in geordnete Mischphasen in den früheren Arbeiten (BI, BIII) dieser Reihe und die jetzt gegebene Behandlung der Ausscheidungsvorgänge haben gewisse gemeinsame theoretische Voraussetzungen, die so von verschiedenen Seiten aus beleuchtet werden. Ich möchte deshalb vom Gesichtspunkt der Ausscheidungsvorgänge aus auf zwei Punkte zurückkommen, wo andere Forscher, die gleichzeitig oder später die Entstehung der geordneten Mischphasen theoretisch behandelt haben, von anderen Voraussetzungen ausgegangen sind als die von mir gemacht.

Der eine Punkt betrifft die Nullpunktsenergie der Mischphasen. Ich habe die allgemeine Voraussetzung gemacht, daß diese Energie durch die Gruppierung der benachbarten Atome bestimmt ist, aber die Zahl der Nachbarn, die berücksichtigt werden müssen, nicht beschränkt. Werden höchstens Gruppen von n Nachbarn berücksichtigt, enthält der Ausdruck für die Nullpunktsenergie im allgemeinen Fall $n - 1$ Glieder mit je einer unbestimmten Konstante als Faktor. Bei einer 50%igen Legierung wird die Zahl der Konstanten auf $(n - 1):2$ reduziert. Da wir heute noch keine theoretische Möglichkeit haben, die Energie von Atomgruppen in einem Metall zu berechnen, muß man für n in den verschiedenen Fällen einfach die kleinste Zahl wählen, die eine Anpassung an die Erfahrung ermöglicht. Sowohl bei der Au-Cu-Umwandlung (BI), als bei dem Au-Pt-System (§ 3) war es notwendig, n mindestens gleich 5 zu setzen. Bethe¹⁾ und Peierls²⁾ haben nun aber die Entstehung geordneter Mischphasen vom Typus AB bzw. A_3B von der Voraussetzung aus theoretisch behandelt, daß die Energie durch die Anordnung der *Paare* von benachbarten Atomen bestimmt sein sollte. Dieser Ansatz von Bethe ist somit ein Spezialfall unseres allgemeineren Ansatzes, indem n gleich 2 gesetzt ist. Die Nullpunktsenergie einer ungeordneten binären Legierungsreihe würde mit dieser Vereinfachung nur eine verfügbare Konstante enthalten und (vgl. BIII, § 6) in der Form

$$(12) \quad U_0' = \text{Konst. } p \cdot q$$

1) H. A. Bethe, Proc. Roy. Soc. 150. S. 552. 1935.

2) R. Peierls, Proc. Roy. Soc. 154. S. 207. 1936.

geschrieben werden können. Wenn die Konstante positiv ist, so bedeutet dies, daß eine Mischungslücke im System vorkommen kann. Diese Lücken sollten aber dann in allen Legierungen im Atomprozentdiagramm symmetrisch und von derselben Form sein und sich nur durch verschiedene Höhen unterscheiden können. Da in Wirklichkeit auch innerhalb der hier behandelten Gruppe von Legierungssystemen (aus der die vom Hume-Rothery-Westgren-Phragmentyp durch die in § 2 gemachten Voraussetzungen schon ausgeschlossen sind) wechselnde Formen der Mischungslücken vorkommen, zeigt dies, daß die von Bethe und Peierls benutzte Annäherung jedenfalls nicht allgemeiner gültig sein kann.

Der zweite Punkt betrifft die Hysterese. Schon bei der ersten Arbeit¹⁾ über die Hysterese bei der Entstehung geordneter Mischphasen zeigte es sich, daß instabile Zustände tagelang bei Temperaturen beständig waren, die reichlich über den Temperaturen lagen, bei denen die Diffusionsschwierigkeiten begonnen hatten aufzuhören. Wir zogen hieraus den Schluß, daß die Hysterese ihren Grund in einer hindernden Schwelle des thermodynamischen Potentials hatte und diese Anschauung ist später (BI) weiter ausgebaut worden. Bragg und Williams²⁾ erhalten ebenfalls theoretisch solche Potentialschwellen, wollen sie aber nicht als Grund der Hysterese anerkennen, sondern scheinen diese auf Platzwechselschwierigkeiten zurückführen zu wollen. Die Ausscheidungsvorgänge geben jedoch unserer Auffassung eine weitere Stütze. Johansson und Hagsten (a. a. O.) finden nämlich, daß die Ausscheidung der untersuchten Pt-Au-Legierung bei 900° C, 50° unter der für Gleichgewicht geltenden Ausscheidungstemperatur, so verzögert ist, daß man, um eine gleich große Verzögerung wegen Diffusionsschwierigkeiten zu finden, zu Temperaturen unter 400° C hinuntergehen muß. Man hat allen Grund anzunehmen, daß der Platzwechsel der Atome bei 900° sehr lebhaft ist, und es scheint notwendig, die Verzögerung auf das Verhalten des thermodynamischen Potentials zurückzuführen.

1) G. Borelius, C. H. Johansson u. J. O. Linde, Ann. d. Phys. **86**, S. 291. 1928.

2) W. L. Bragg u. E. J. Williams, Proc. Roy. Soc. **145**, S. 699, 1934; **151**, S. 540. 1935.

Stockholm, Tekniska Högskolans Fysiska Institut, Dezember 1936.

(Eingegangen 28. Dezember 1936)

**Nachweis von Hysterese zwischen Zerfall
und Rückbildung einer homogenen Metallphase**

Von C. H. Johansson und O. Hagsten

(Mit 4 Figuren)

§ 1. *Allgemeine Überlegungen.* Durch die gleichzeitig in diesen Annalen veröffentlichte theoretische Untersuchung von G. Borelius¹⁾ angeregt, haben wir in dieser Arbeit Zerfall und Rückbildung einer homogenen Metallphase experimentell verfolgt. Zu diesem Zweck ist für eine Au-Pt-Legierung die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der Temperatur bzw. von der Zeit bei konstanter Temperatur nach geeigneter Vorbehandlung untersucht worden. Die Verhältnisse im Au-Pt-System sind für solche Untersuchungen besonders günstig, denn die Ausscheidungsvorgänge sind mit großen Widerstandsänderungen verbunden. Gemäß der Untersuchung von Johansson und Linde²⁾ ist die atomare Widerstandserhöhung sowohl von Au in Pt als auch von Pt in Au sehr groß und die Grenzkurve des bei niedrigen Temperaturen recht breiten Zweiphasengebiets ist unterhalb der Soliduskurve geschlossen, so daß außergewöhnlich große Veränderungen in den Grenzkonzentrationen mit der Temperatur möglich sind. Schließlich hat man bei den Au-Pt-Legierungen den praktischen Vorteil, daß sie auch bei hohen Temperaturen in der atmosphärischen Luft beständig sind, so daß Vakuum oder Schutzgas überflüssig werden.

Gemäß der Theorie von Borelius soll im Au-Pt-System das Temperaturintervall der von ihm vorausgesagten Hystereseerscheinung immer größer werden, je mehr die Konzentration einer Legierung von der des Scheitelpunktes der Mischungslücke abweicht. Indessen ist es nicht möglich zu nahe an die äußeren Grenzen des Zweiphasengebietes zu gehen, denn dabei werden die Grenztemperaturen niedriger und die innere Diffusion wird zu klein.

Nach der Angabe von Borelius, der das Au-Pt-System numerisch durchgerechnet hat, wurde eine Legierung mit 30 Atom-Prozent Au für diese Untersuchung gewählt.

1) G. Borelius, Ann. d. Phys. [5] 28. S. 507. 1937. Im folgenden als BIV zitiert.

2) C. H. Johansson u. J. O. Linde, Ann. d. Phys. [5] 5. S. 762. 1930.

§ 2. *Herstellung der Probe und Meßeinrichtung.* Die Probe wurde aus physikalisch reinem Pt und Au neu hergestellt. Um Änderungen wegen vorhandener Inhomogenitäten zu vermeiden, die sich den erwarteten Effekten überlagern würden, wurde große Sorgfalt verwendet um eine homogene Legierung zu erhalten. Die Tatsache, daß die Widerstandstemperaturkurve im einphasigen Temperaturgebiet (oberhalb etwa 954°C) während der zahlreichen andauernden Glühungen dieser Untersuchung unverändert blieb, zeigt, daß die Legierung von Anfang an praktisch homogen war. Der Probedraht (Länge etwa 20 cm, Diameter 0,3 mm), war um ein Stück Alundum gewickelt und in der Mitte eines langen Rohrofens angebracht. Für die Potentialabnahme waren Drähte von derselben Legierung angeschweißt. Der Widerstand wurde mit Kompensationsapparat und Normalwiderstand¹⁾ und die Temperatur wurde mit einem kalibrierten Pt-PtRh-Thermoelement (0,25 mm) und Kompensationsapparat mit Normalelement gemessen.

§ 3. *Untersuchungsmethodik.* Gemäß der Arbeit von Borelius ist eine Gangrichtungsasymmetrie zu erwarten, indem der Zerfall der homogenen Legierung durch metastabile Zustände erschwert wird, während die Rückbildung der homogenen Phase aus dem zweiphasigen Zustand ohne diese Komplikation vor sich gehen kann. In Übereinstimmung hiermit zeigten vorläufige Messungen, daß bei Temperaturerhöhung einer Probe mit möglichst kleinem Widerstand eine untere Grenzkurve im Widerstandstemperaturdiagramm erhalten wurde, die in weiten Grenzen von der Ganggeschwindigkeit unabhängig war. Im Temperaturgebiet der einphasigen Legierung waren die Widerstandswerte außerdem von der Gangrichtung unabhängig. Bei Temperatursenkung vom einphasigen Temperaturgebiete aus war dagegen die Ganggeschwindigkeit von entscheidender Bedeutung, je kleiner die Geschwindigkeit war, desto mehr näherten sich die Widerstandswerte der unteren Grenzkurve. Um die Gesetzmäßigkeiten dieses Überganges aus dem einphasigen in den zweiphasigen Zustand zu verfolgen, wurden Widerstandszeitkurven bei

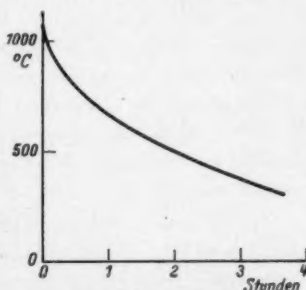


Fig. 1. Abkühlungskurve des Ofens von 1050°C mit abgeschaltetem Ofenstrom

1) Die Anordnung wird in kurzem in Journ. Scient. Instr. beschrieben.

verschiedenen Temperaturen aufgenommen. Um dabei immer denselben Ausgangszustand zu haben wurde die Legierung zuerst 2 Std. bei etwa 1050°C geglüht („Normalisierung“), dann wurde der Ofenstrom abgeschaltet bis die in Frage kommende Temperatur erreicht war, welche Temperatur mittels eines Temperaturregulators auf $\pm 5^{\circ}\text{C}$ konstant gehalten werden konnte. Die für die Temperatursenkung erforderlichen Zeiten gehen aus der Abkühlungskurve des Ofens (Fig. 1) hervor. Bei jeder Temperatur wurde dann die Widerstandsänderung während 20—60 Std. beobachtet. Im allgemeinen genügte diese Zeit nicht um die untere Grenzkurve zu erreichen. Diese Kurve wurde deshalb durch besondere Versuchsreihen festgelegt.

§ 4. *Resultate der Messungen.* Die Resultate der Messungen sind in den Fig. 2 und 3 zusammengestellt worden. In Fig. 2 sind die bei vierzehn verschiedenen Temperaturen (zwischen 890°C und 374°C) beobachteten Widerstandzeitkurven von den anfänglich einphasigen Legierungen eingezeichnet worden. Die Lage der Kurven längs der Ordinatenachse ist willkürlich gewählt. Die in der Figur längs dieser Achse angegebene Skala in Ohm bzw. in Mikro-Ohm cm, gilt aber für die Änderungen sämtlicher Kurven. Es ist dabei $\varrho = \frac{\varrho_{30}}{R_{30}} \cdot R$ gesetzt, wo R den gemessenen Widerstand in Ohm bedeutet. Das Verhältnis $\varrho_{30} : R_{30}$ wurde durch besondere Messungen bestimmt. Längs der Zeitachse ist als Nullpunkt der Zeitpunkt gewählt, bei dem der Ofenstrom unterbrochen wurde. Zu diesem Zeitpunkt war also in sämtlichen Fällen die Temperatur etwa 1050°C . Der erste Meßpunkt jeder Kurve entspricht einem Zeitpunkt bei dem die an der Kurve der Fig. 1 angegebene Temperatur annähernd erreicht worden war.

Die Widerstandstemperaturkurven in Fig. 3 geben eine übersichtliche Darstellung der gefundenen Hysterese. Die Kurve $abcd$ ist die oben besprochene untere Grenzkurve. Die Gerade $a'cd$ entspricht der des einphasigen Zustandes, der oberhalb etwa 954°C im Gleichgewicht ist. Die Widerstandswerte bei Zimmertemperatur, die auf dieser Gerade liegen, sind durch schnelles Abkühlen von etwa 1050°C erhalten worden. In der Fig. 3 sind außerdem einige Kurven gleicher Glühzeiten gezeichnet. Wie in der Fig. 2 sind die in Stunden angegebenen Zeiten von dem Zeitpunkt an gerechnet, bei dem der Ofenstrom unterbrochen wurde. Weil die Abkühlungszeit für die Temperatursenkung von 1050°C auf die Meßtemperatur ungefähr 1—2 Std. betrug sind die angegebenen Zeitziffern auf etwa ± 1 Std. ungenau und eine gewisse Ausscheidung während des Ab-

kühlungsverlaufes ist zu berücksichtigen. Wegen der großen Zeiten, die zur Erreichung des Endzustands erforderlich sind, ist diese Ungenauigkeit jedoch von kleiner Bedeutung. Die in der Figur mit ~1 Std. bezeichnete Kurve entspricht den ersten Widerstandswerten nach vollendeter Temperatursenkung. Sie liegen nahe unterhalb der

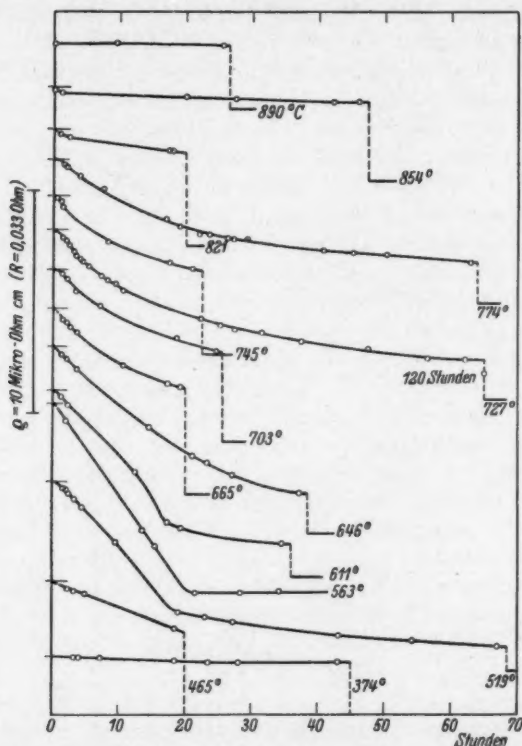


Fig. 2. Zeitabhängigkeit der Widerstandsabnahme bei verschiedenen Temperaturen. Der Ofenstrom wurde möglichst schnell (vgl. Fig. 1) von etwa 1050° C auf die bei den Kurven angegebenen Glühtemperaturen gesenkt

„Geraden des einphasigen Zustandes“. Die Kurven gleicher Glühzeiten zeigen, daß die Geschwindigkeit der relativen Widerstandsänderung zwischen 374 und 563° C sehr stark ansteigt. So nahm bei 374° C der Widerstand in 30 Std. nur um etwa 3% des totalen Widerstandsunterschieds ab, während bei 563° C der Endzusatz (100%) in 20 Std. erreicht wurde. Oberhalb 563° C nimmt aber die Geschwindigkeit der Widerstandsabnahme mit der Temperatur

wieder ab, um bald unterhalb der Grenztemperatur des einphasigen Zustandes sehr klein zu werden. So nahm bei 854°C der spezifische Widerstand in 30 Std. von 44,26 Mikro-Ohm cm nur auf 43,89 ab, obschon der Endwert 40,25 war, d. h. die prozentuale Änderung betrug nur 11,6. Bei der noch höheren Temperatur 890°C waren die entsprechenden Ziffern 44,87, 44,81 und 41,95, d. h. die prozentuale Abnahme war nur 3% und im Intervall zwischen 890°C und 956°C dürfte die relative Geschwindigkeit noch kleiner werden.

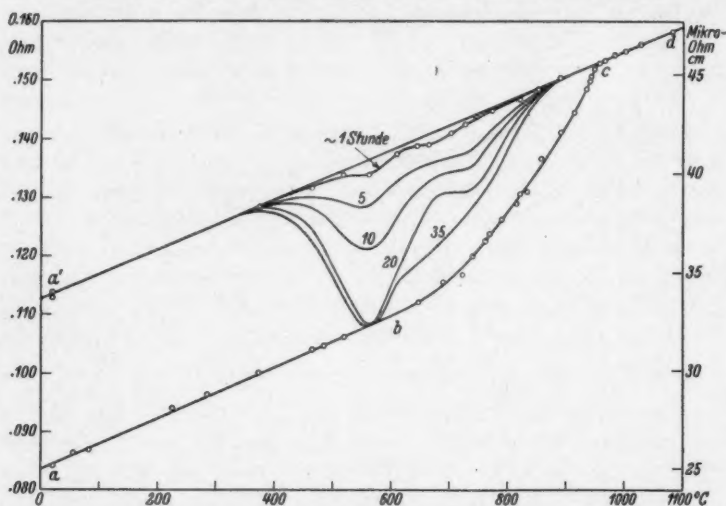


Fig. 3. Widerstandstemperaturkurve der Au-Pt-Legierung mit 30 Atom-Prozent Pt. *abcd* Gleichgewichtskurve; *a'c* schnell gekühlte Legierungen. Die mit Ziffern (= Glühstunden) vermerkten Kurven sind Kurven gleicher Glühzeiten

Außer diesen quantitativen Bestimmungen sind einige qualitative Beobachtungen gemacht worden, die in folgender Weise zusammengefaßt werden können: 1. Wenn die Legierung bei einer bestimmten Temperatur getempert wird, nähert sich der Widerstandswert einem unteren Grenzwert. 2. Bei einer Temperatursenkung mit einer Ganggeschwindigkeit, die so groß ist, daß die Abnahme gemäß Punkt 1 vernachlässigt werden kann, bekommt man eine mit *ab* und *a'cd* in Fig. 3 annähernd parallele Gerade, die bis auf die Ausgangstemperatur als obere Grenze reversibel ist. (Die Aussagen in den obigen zwei Punkten dürften gültig sein, unabhängig von der thermischen Vorgeschichte der Legierung.) 3. Wenn der Widerstand der Legierung im Anfangszustand auf der unteren

Grenzkurve liegt, fallen sämtliche Widerstandswerte auf diese Kurve, wenn die Temperatur erhöht wird. Diese Aussage gilt unabhängig von der Ganggeschwindigkeit, wenigstens bis auf Geschwindigkeiten von 30° pro Stunde. 4. Wenn eine anfänglich einphasige Legierung bei einer Temperatur unter 954° getempert wird, so daß der Widerstandswert zwischen der Gerade $a'cd$ und der unteren Grenzkurve in Fig. 3 liegt, bekommt man bei Temperaturerhöhung mit großer Ganggeschwindigkeit (die Abnahme gemäß Punkt 1 soll vernachlässigt werden können) eine Kurve die zwischen $a'c$ und ac liegt und zwar in der Weise, daß die Ordinatenteile zwischen den Grenzkurven in einem konstanten Verhältnis geteilt werden.

§ 5. *Diskussion der Resultate.* Im Au-Pt-System kommen, wie die Untersuchung von Johansson und Linde (a. a. O.) zeigt, die Widerstandsänderungen nach Abzug des thermischen Anteils, fast ausschließlich durch Ausscheidungs- bzw. Auflösungsvorgänge zustande. Es ist deshalb möglich eine Widerstandsabnahme (bzw. Zunahme) mit einer Ausscheidung (bzw. Auflösung) zu identifizieren, wenn man die thermischen Anteile, die die Neigung der Geraden ab und $a'cd$ verursachen, eliminiert.

In dieser Weise gedeutet, zeigen die Resultate dieser Arbeit, daß der Zerfall der homogenen Phase unvergleichbar viel langsamer als ihre Rückbildung vor sich geht. Sie zeigen ferner, daß die Zerfallgeschwindigkeit, die bald unterhalb der Grenztemperatur (954°C) besonders klein ist, mit abnehmender Temperatur bis 560°C hinunter, anwächst. Dieser langsame Zerfall bei hohen Temperaturen kann nicht von den Platzwechselschwierigkeiten bedingt sein, denn diese, die mit zunehmender Temperatur stark abnehmen, werden erst bei niedrigeren Temperaturen bedeutsam, wo sie für die unterhalb 560°C beobachtete Abnahme der Zerfallgeschwindigkeit verantwortlich sind. Auch die Form der bei hohen Temperaturen erhaltenen Hysterese, die in bezug auf die Gangrichtung ausgeprägt asymmetrisch ist, bestätigt, daß sie nicht durch eine geringe Atomdiffusion verursacht ist.

Es ist nun von Borelius (BIV) gezeigt worden, daß die Verzögerung der Ausscheidung bei hohen Temperaturen auf das Vorhandensein eines metastabilen Bereichs unterhalb der Grenzkurve des Zustandsdiagramms zurückgeführt werden kann und er hat die Bedeutung der Krümmung im Konzentrationsdiagramme der freien Energie (F) für diese hemmende Einwirkung erörtert. In Fig. 4 sind außer der Grenzkurve für das Au-Pt-System einige Linien gleicher Krümmung, die nach den Gl. (5) und (9) bei Borelius (BIV) berechnet worden sind, eingezeichnet worden.

Aus der Figur geht hervor, daß die Legierung, deren Konzentration dem Scheitel der Grenzkurve des Zustandsdiagrammes entspricht, im Zweiphasengebiet überhaupt keine positive Krümmung hat und auch in der Nähe dieser Konzentration kommen nur kleine positive Krümmungen vor. Dies ist mit den Beobachtungen von Johansson

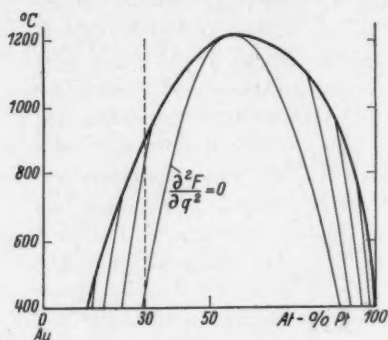


Fig. 4. Theoretisches Zustandsdiagramm des Au-Pt-Systems im festen Zustandsgebiet. Die feingezogenen Linien sind Kurven konstanter positiver $\frac{\partial^2 F}{\partial q^2}$ -Werte

können bei hohen Temperaturen recht große Krümmungen vorkommen. Es ist demgemäß zu erwarten, daß die hemmende Einwirkung wegen des metastabilen Zustandes hier mit zunehmender Temperatur größer wird, was wir auch gefunden haben.

Theoretisch kann weiter auch geschlossen werden, daß wenn in einer Legierung, die sich im Zustandsgebiet positiver Krümmung befindet, die Konzentrationsschwankungen an einem bestimmten Orte zufällig so groß werden, daß die Potentialschwelle überschritten wird, der Zerfall an diesem Orte ohne weitere Hindernisse bis zur Ausbildung des endgültigen Gleichgewichtszustandes fortschreitet. Demgemäß hat man während der ganzen Zeit der Ausscheidung gleichzeitig Teile der unveränderten instabilen Phase und die beiden stabilen Phasen nebeneinander zu erwarten. Es soll sich nur das Mengenverhältnis mit der Zeit allmählich verschieben. Wenn man die Temperatur einer solchen dreiphasigen Legierung schnell erhöht, muß (vgl. Fig. 3) der Widerstand der metastabilen Phase der Geraden des einphasigen Zustandes folgen, während der Widerstand der gebildeten stabilen Phasen der unteren Grenzkurve folgt. Die resultierende Widerstandtemperaturkurve muß deshalb zwischen

und Linde (a. a. O.) im Einklang. Sie fanden, daß zwischen 40 und 80 Atom-Prozent Pt der einphasige Zustand nur durch besonders effektives Abschrecken auf Zimmertemperatur konserviert werden konnte und mit 55 Atom-Prozent gelang es überhaupt nicht scharfe Röntgeninterferenzen der homogenen Legierung entsprechend zu bekommen.

Bei einer bestimmten Konzentration nimmt nach Gl. (9) bei Borelius (B IV) die Krümmung linear mit der absoluten Temperatur zu, und weiter von der Mitte der Mischungslücke

diesen Grenzkurven liegen in der Weise, wie es experimentell gefunden ist (Punkt 4 in § 5). Selbstverständlich können röntgenographische Untersuchungen mehr direkte Beweise geben. Für das Au-Pt-System sind solche in diesem Institute im Gange. Für das analoge System Au-Ni zeigen die neulich erschienenen Untersuchungen von Köster und Dannöhl¹⁾, und für das Cu-Ag-System haben Ageew und Sachs²⁾ als die ersten gezeigt, daß die Ausscheidung in der beschriebenen Weise verläuft.

Die Temperatur der Grenzkurve bei 30 Atom-Prozent Pt liegt nach dieser Untersuchung bei 954° C, während sie nach Johansson und Linde (a. a. O.) bei 906° C und nach Stenzel und Weerts³⁾ bei etwa 900° C liegen sollte. Diese schlechte Übereinstimmung wird im Lichte der vorliegenden Untersuchung verständlich, denn wegen der außerordentlich großen Verzögerung der Ausscheidung bald unterhalb der Grenztemperatur werden leicht zu niedrige Temperaturen vorgetauscht. Die Ursache der auffallenden Ausweichungen der Kurven gleicher Glühzeiten in der Fig. 3 muß bis auf weiteres offen gelassen werden.

Die vorliegende Arbeit ist von *Finspongs Metallverks Aktiebolag* unterstützt worden.

1) W. Köster u. W. Dannöhl, Ztschr. f. Metallk. **28**. S. 248. 1936.

2) N. Ageew u. A. Sachs, Ztschr. f. Phys. **63**. S. 293. 1930.

3) W. Stenzel u. J. Weerts, Siebert-Festschrift. S. 300. 1931.

Stockholm, Tekniska Högskolans Fysiska Institut, Dezember 1936.

(Eingegangen 28. Dezember 1936)

Helligkeitswechsel längs Kossellinien**Von M. v. Laue**

(Mit 1 Figur)

In den schönen Aufnahmen, welche Borrmann und Voges kürzlich vom Kosselleffekt gemacht haben¹⁾, ist der auffälligste, auch von den Verff. stark betonte Zug, daß manche Kossellinien sich zum Teil dunkel, zum Teil hell vom Untergrunde abheben. Sobald dies experimentell sichergestellt war, erhob sich die Frage, ob ein solcher Übergang in der Theorie des Kosselleffekts²⁾ für den idealen Einkristall eine Deutung findet, oder ob diese Theorie zum Vergleich mit den Beobachtungen noch einer physikalischen Ergänzung bedürfe, wie etwa der Annahme einer Mosaikstruktur. Ich neigte anfangs (das geht ja auch aus den Mitteilungen der Herren Borrmann und Voges hervor) zu der Ansicht, daß die bisherigen physikalischen Grundlagen nicht ausreichen. Bei längerer Überlegung aber hat sich mir das Bild verschoben. Und dies möchte ich hier auseinandersetzen.

Daß zunächst im Fall II (Braggfall, \mathfrak{R}_2 weist wieder aus dem Kristall heraus) keine Möglichkeit eines Überganges in den Gleichungen der angeführten Arbeit erscheint, ist einfach Folge eines Versehens. Zwar sind die dort angegebenen Formeln richtig. Falsch aber ist der auf Gl. (30, II, 1—3) folgende Satz: „Dies ist zugleich die untere Grenze für S , wie sie für sehr tiefliegende Strahlungsquellen zutrifft, deren Strahlung im Totalreflexionsbereich gar nicht mehr nach außen gelangt“. Vielmehr muß man offensichtlich, um den gesamten Schwärzungsüberschuß über den Untergrund auszurechnen, zu den Werten S_1 und S_3 noch einen Wert S_2 hinzufügen, der sich auf den Totalreflexionsbereich selbst bezieht. Und zwar ist dazu das in (28, II) stehende Integral

$$\int \frac{|\mathfrak{D}|^2 - |\mathfrak{D}_0^{(a)}|^2}{|\mathfrak{D}_0^{(a)}|^2} d\chi = \frac{1}{2 \sin 2\chi_n} \int \frac{|\mathfrak{D}|^2 - |\mathfrak{D}_0^{(a)}|^2}{|\mathfrak{D}_0^{(a)}|^2} d\beta$$

1) G. Borrmann, Ann. d. Phys. [5] 27. S. 669. 1936; H. Voges, Ann. d. Phys. [5] 27. S. 694. 1936.

2) M. v. Laue, Ann. d. Phys. [5] 23. S. 705. 1935; die Bezeichnungen dieser Arbeit behalten wir hier bei, die Numerierung der Gleichungen setzen wir fort.

eben über diesen Bereich 2 auszuführen. Aber in ihm ist für ein sehr tief liegendes Atom $|\mathfrak{D}|^2 = 0$, der Integrand ist also gleich -1 . Da nach (18, II, 2) β in diesem Bereich zwischen

$$\pm 2C |\psi_m| \sqrt{\frac{\gamma_m}{\gamma_0}}$$

schwankt, ergibt sich

$$S_2 = - \frac{2C |\psi_m|}{\sin 2\chi_B} \sqrt{\frac{\gamma_m}{\gamma_0}}$$

und für den gesamten Schwärzungsüberschuß

$$(53) \quad S = S_1 + S_2 + S_3 = \frac{2C |\psi_m|}{3 \sin 2\chi_B} \sqrt{\frac{\gamma_0}{\gamma_m}} \left(1 - 3 \left| \frac{\gamma_m}{\gamma_0} \right| \right).$$

Über das Vorzeichen von S entscheidet danach die Klammer. In dem symmetrischen Falle $|\gamma_m| = \gamma_0$ ist sie z. B. negativ; ein tief liegendes Atom ergibt also hier eine helle Linie, während nach (30, II) ein an der Oberfläche gelegenes eine dunkle Linie hervorruft.

Der Ausdruck (53) gilt nach § 7 der angeführten Arbeit auch dann, wenn die durch \mathfrak{R}_0 und \mathfrak{R}_m bestimmte Ebene nicht auf der Grenzfläche des Kristalls senkrecht steht. Deshalb dürfen wir ihn anwenden auf jene Kossellinie, auf welcher in der Fig. 3, I der einfallende Strahl liegt, zunächst in einer dem Fall I entsprechenden Lage. Aber lassen wir ihn auf jener Linie nach oben wandern, so erreicht er einmal die Ebene E' , und dabei rückt \mathfrak{R}_m auf die Hinterseite der dargestellten Kugel; es geht, wie schon früher betont, an dieser Stelle Fall I in Fall II über. Von da an ist also Gl. (53) anwendbar, und zwar ist zunächst der Richtungskosinus γ_m von \mathfrak{R}_m sehr klein negativ, da ja \mathfrak{R}_m nahezu senkrecht zum Flächenlot \mathfrak{z} steht. Folglich ist die Klammer in (1) positiv. Drehen wir \mathfrak{R}_0 weiter, so kommt es aber allmählich selbst in die zu \mathfrak{z} senkrechte Lage, so daß jetzt γ_0 sehr klein wird. Dann ist die Klammer sicher negativ. Da sie sich immer in einem Sinne ändert, liegt also zwischen den angegebenen Stellen auf der Kossellinie notwendig eine und nur eine Nullstelle ($S = 0$). Bemerkt sei, daß entsprechend den Erfahrungen von Borrmann und Voges die Linie bei nahezu streifendem Austritt nach (53) hell erscheint.

Die Rechnung für weniger tief liegende Atome durchzuführen, welche noch etwas im Totalreflexionsbereich 2 ausstrahlen, bietet grundsätzlich keine Schwierigkeiten und führt aus Stetigkeitsgründen ebenfalls zur Existenz einer von der Tiefenlage abhängigen Nullstelle, wie es den Beobachtungen von Borrmann und Voges entspricht, sofern das Atom der Oberfläche nicht zu nahe liegt; für

ganz dicht an ihr liegende Atome freilich ist nach Gl. (30, II) S stets positiv. Wir gehen darauf nicht näher ein, da die rechnerischen Grundlagen der bisher entwickelten Theorie nicht sicher genug sind. Man bedenke doch, daß sich die Summanden S_1 und S_3 gar nicht einzeln berechnen lassen, weil die zugehörigen Integrale nicht konvergieren, und daß nur in der Summe $S_1 + S_3$ sich diese nicht konvergierenden Anteile gegenseitig aufheben. Wie schon in § 4 gesagt, weist diese Konvergenzschwierigkeit darauf hin, daß die dynamische Theorie in der hier durchgeführten, nur zwei Strahlen \mathfrak{R}_0 und \mathfrak{R}_m des Wellenfeldes berücksichtigenden Näherung für den Übergang von einer Interferenzstelle zur Nachbarschaft versagt; dann ist nämlich die Bevorzugung des einen, schon nicht mehr besonders starken Strahles \mathfrak{R}_m vor den unendlich vielen anderen ungerechtfertigt.

Für Fall I ist der Gesamtschwärzungsüberschuß nach Gl. (30, I) in (§ 4) gegeben durch

$$(54) \quad S = \frac{C |\psi_m|}{\sin 2\chi_B} \left\{ \sqrt{\gamma_0 \gamma_m} \left(\frac{1}{\gamma_m} - \frac{1}{\gamma_0} \right) V_1 + C \cdot V_2 \sin(\varphi_m - \vartheta_m) \right\}$$

und die Definitionen

$$(55) \quad V_1 = \int_{-A}^{+A} \frac{\sin^2 R \mathfrak{Cof} v}{\mathfrak{Cof} v} dv, \quad V_2 = \int_{-A}^{+A} \sin(2R \cdot \mathfrak{Cof} v) dv.$$

Nach (27) mißt

$$R = \frac{\pi k C |\psi_m|}{\sqrt{\gamma_0 \gamma_m}} \left(\frac{1}{3} \tau \right)$$

die Tiefe des Atoms unter der Oberfläche. In einer vollkommenen Theorie müßte nun der Grenzübergang zu $A = \infty$ ohne weiteres möglich sein; denn der Integrand, der lokale Schwärzungsüberschuß müßte sich von der Linienmitte $v = 0$ zu den Linienrändern so rasch dem Wert Null nähern, daß die Integration sich tatsächlich doch nur über einen kleinen Bereich erstreckt. Erst dadurch fiel die in der Wahl der Integrationsgrenze liegende Willkür fort.

So ist es aber, wie schon früher ausgeführt, höchstens für sehr große Werte von R (sehr tief liegende Atome). Dann geht (30, I) über in (31, I)

$$(56) \quad S = \frac{\pi \cdot C \cdot |\psi_m|}{2 \sin 2\chi_B} \sqrt{\gamma_0 \gamma_m} \left(\frac{1}{\gamma_m} - \frac{1}{\gamma_0} \right),$$

und der über das Vorzeichen entscheidende Faktor $\frac{1}{\gamma_m} - \frac{1}{\gamma_0}$ wechselt bei der Verschiebung von \mathfrak{R}_0 in Fig. 3, I, wie eine trigonometrische Betrachtung zeigt, nie sein Vorzeichen.

Ist nämlich in der nebenstehenden Figur ZB_m der Großkreis, welcher den Durchstoß des Flächenlotes $\frac{1}{2}$ auf der Einheitskugel mit dem Durchstoß B_m des Vektors b_m verbindet, ist ferner KK_0 der Kosselkegel um die Achse b_m , auf welchem der Vektor \mathfrak{K}_0 so liegt, daß der seinen Durchstoß K_0 mit B_m verbindende Großkreis mit dem erstgenannten den Winkel ζ bildet, so ist ZB_mK_0 ein sphärisches Dreieck, in welchem die Seiten $B_mK_0 = \omega$ und $ZB_m = \mu$ samt dem eingeschlossenen Winkel ζ bekannt sind, während die dritte Seite $\arccos \gamma_0$ ist. Folglich gilt

$$\gamma_0 = \cos \omega \cdot \cos \mu + \sin \omega \cdot \sin \mu \cdot \cos \zeta.$$

Eine ganz entsprechende Formel gilt aber nach der Figur für γ_m ; und zwar mit demselben Wert von ζ , weil ja die durch Interferenz zugeordneten Strahlen \mathfrak{K}_0 und \mathfrak{K}_m immer in einer Ebene mit b_m liegen. Nur tritt an die Stelle des Winkelabstandes $\mu = ZB_m$ der Abstand $\pi - \mu$ von Z und B_{-m} , so daß die Gleichung lautet

$$\gamma_m = -\cos \omega \cdot \cos \mu + \sin \omega \cdot \sin \mu \cdot \cos \zeta.$$

Danach ist

$$\gamma_0 - \gamma_m = 2 \cos \omega \cdot \cos \mu$$

unabhängig von ζ positiv oder negativ, je nachdem μ größer oder kleiner als $\frac{1}{2}\pi$ ist. Ein Zeichenwechsel der Klammer in (56) ist unmöglich.

Derselbe Faktor bestimmt aber unter Umständen auch nach Gl. (54) das Vorzeichen von S , zumal das Integral V_1 notwendig positiv ist. Dies tritt ein, sobald $\sin(r_m - \vartheta_m)$ Null ist, und trifft z. B. für das Gitter des Kupfers zu. Denn bezogen auf das einfache, schon in § 2 erwähnte Gitter hat der Radiusvektor r in dem skalaren Produkt $2\pi(b_m r) = r_m$ [vgl. (23)] den Wert Null, und es ist nach (3'') $\vartheta_m = \pi$. Danach könnte also jedenfalls beim Kupfer im Fall I nie eine Nullstelle des Helligkeitsüberschusses auftreten, was im Widerspruch zur Erfahrung steht.

Zwingt dieser Widerspruch nun, die physikalischen Grundlagen der Theorie abzuändern? Meines Erachtens nicht. Vielmehr scheint mir, man muß nur auf die Grundgleichungen der dynamischen Theorie der Röntgeninterferenzen ein besseres Näherungsverfahren anwenden. Daß das jetzige nicht ausreicht, dafür geben die Versuche von Borrmann und Voges einen ganz unmittelbaren Hinweis: Der Untergrund ist keineswegs, wie die Theorie bisher verlangte, zu beiden Seiten einer Kossellinie immer gleichmäßig dunkel; im

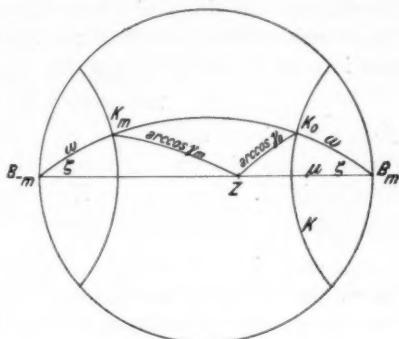


Fig. 1

Gegenteil finden sich dort häufig „Schwärzungsstufen“. Das ist auf Grund des wohl unbedingt zuverlässigen Reziprozitätssatzes nur so zu verstehen, daß auch, wenn \mathfrak{R}_0 in erheblichem Abstand von einer Interferenzstelle liegt, die Schwingungsintensität $|\mathfrak{D}|^2$ am Orte des Atoms keinen von der Richtung \mathfrak{R}_0 unabhängigen Wert hat, daß also in dem Wellenfeldansatz (4)

$$\mathfrak{D} = e^{j\tau t} \sum \mathfrak{D}_m e^{-j(\mathfrak{R}_m \tau)}$$

nicht alle Glieder außer $m_1 = m_2 = m_3 = 0$ zu vernachlässigen sind. Dieser Schluß gilt wie für den idealen Einkristall, so auch für den Mosaikkristall. Das nächste Ziel muß also die *mathematische* Verbesserung der dynamischen Theorie sein.

Noch bei einer anderen Fragestellung versagt die bisherige Durchführung der dynamischen Theorie. Ein Röntgenstrahl möge eine planparallele Kristallplatte so durchstrahlen, daß seine Richtung von einer Interferenzlage ein wenig abweicht. Dann ergibt die dynamische Theorie, wie sie heute vor uns steht, das Verschwinden des fraglichen Interferenzstrahls unabhängig von der Plattendicke. Tatsächlich sagt uns die Beobachtung, daß er bei immer geringer werdender Dicke schließlich auftaucht, und die elementare Theorie erklärt dies zwanglos mittels des „Kristallformfaktors“¹⁾.

Hier beruht nun das Versagen der dynamischen Theorie nicht auf der für das Innere angewandten Näherung, sondern auf der Vernachlässigung der Kreuzgitterwirkung der Oberflächen. Das geschilderte Auftauchen einer beim ausgedehnten Raumgitter nicht sichtbaren Interferenz gibt ja den allmählichen Übergang der Raumgitter- in die Flächengitterwirkung an. Und diese kommt streng genommen auch in die dynamische Theorie hinein, nämlich durch bessere Berücksichtigung der Grenzbedingungen, die auf alle Fälle eine Kreuzgitterbeugung ergeben. Ihre Vernachlässigung beim dicken Kristall ist berechtigt, solange ein vom Raumgitter gelieferter Beugungsstrahl *stark* auftritt; aber sonst muß hier ein besserer mathematischer Ausbau der Theorie einsetzen.

1) M. v. Laue, *Ann. d. Phys.* [5] **26.** S. 55. 1936.

Berlin-Zehlendorf, Albertinenstr. 17, Januar 1937.

(Eingegangen 22. Januar 1937)

Zweimalige Streuung schneller Elektronen

Von H. Richter

(Aus dem Institut für techn. Physik der Universität Köln)

(Mit 12 Figuren)

I. Bisheriger Stand der Frage nach der Elektronenpolarisation

Ein wesentliches Bestimmungsstück einer optischen Welle ist neben der Wellenlänge ihr Polarisationszustand. Die Frage nach einer möglichen Polarisation der Elektronenwelle ist in den letzten Jahren öfters von den Experimentatoren wie Theoretikern aufgeworfen und diskutiert worden.

So haben bereits vor längerer Zeit Davisson und Germer¹⁾ und Joffé und Arseniewa²⁾ in voller Analogie zum optischen Verfahren des Zweispiegelversuches von Nörremberg langsame Elektronen an Einkristallflächen bei Drehung des zweiten Reflektors (Analysators) gestreut. Das Ergebnis dieser ersten Polarisationsversuche war negativ; es ließ sich keinerlei Asymmetrie der zum zweiten Male gestreuten Intensität feststellen. Auf die Elektronen-Spin-Hypothese von Goudsmit³⁾ und Uhlenbeck gestützt, nahm Wolf³⁾ in Richtung des Stern-Gerlach-Versuches das Polarisationsproblem in Angriff. Bei diesem Experiment konnte ebenfalls keine asymmetrische Intensitätsverteilung gefunden werden, die größer als die Meßgenauigkeit seiner Versuchsanordnung war. In diesen beiden Polarisationsversuchen arbeitete man mit langsamen Elektronen von wenigen Voltgeschwindigkeit. Die ersten Polarisationsversuche mit schnellen Elektronen (β -Strahlen) wurden von Cox, Mc Ilwraith und Kurrelmeyer⁴⁾ ausgeführt, und zwar benutzten sie Strahlen von 0,7—0,9 Lichtgeschwindigkeit. Sie fanden dabei eine schwache Unsymmetrie der Schwärzung senkrecht zur Einfallsebene. Chase⁵⁾, der diese Versuche mit mittelschnellen Elektronen wiederholte, fand dagegen nur Asymmetrieeffekte innerhalb der Fehlergrenzen.

1) C. J. Davisson u. L. H. Germer, Phys. Rev. 33. S. 760. 1929.

2) A. Joffé u. A. Arseniewa, Compt. rend. 188. S. 152, 129.

3) F. Wolf, Ztschr. f. Phys. 52. S. 314. 1929.

4) R. Cox, Mc Ilwraith u. Kurrelmeyer, Proc. Nat. Acads. Sec. 14. S. 544. 1928.

5) C. Chase, Phys. Rev. 34. S. 1067. 1929.

Nachdem von mehreren Autoren und von verschiedenen Seiten her das Polarisationsproblem experimentell in Angriff genommen worden war, wurde von Mott¹⁾ eine eingehende theoretische Betrachtung der Verhältnisse bei der Streuung schneller Elektronen an einem ruhenden, freien Atomkern durchgeführt. Nach seinen Überlegungen

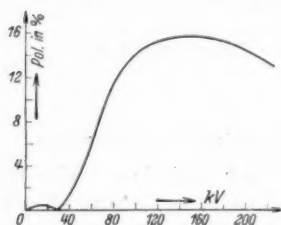


Fig. 1. Der Mottsche Effekt für Au in Abhängigkeit von der Spannung

sollte unter der Voraussetzung der Existenz des magnetischen Momentes für freie Elektronen der Polarisationsnachweis von Elektronenwellen bei doppelter Streuung an Atomkernen durchaus möglich sein. Dieser für die zweimalige 90°-Streuung berechnete Mottsche Polarisierungseffekt hat für Gold als Reflektormetall eine Spannungsabhängigkeit, wie sie Fig. 1 zeigt. Seine Beobachtung müßte also bei den höheren Spannungen experi-

mentell durchaus möglich sein. Für Aluminium als Reflektormetall ist dagegen nach Mott kein merklicher Polarisierungseffekt zu erwarten.

Nachdem Mott durch seine Rechnungen einen theoretischen Anhalt für eine zu erwartende Polarisation schneller Elektronen gegeben hatte, wurde das Polarisationsproblem erneut experimentell aufgegriffen. Bei den jetzt folgenden Untersuchungen von Langstroth²⁾, Dymond³⁾ und Thomson⁴⁾ bedienen sich alle drei Beobachter der zweimaligen 90°-Streuung. Gegen den Vergleich ihrer negativen Resultate mit der Mottschen Theorie sind aber einige Einwände erhoben worden. So beschränken sich die Untersuchungen von Langstroth nur auf den kleinen und niedrigen Spannungsbereich von 1–10 kV, also auf ein Gebiet, wo die Theorie von Mott von vornherein keinen merklichen Effekt vorsieht. Die Arbeiten Dymonds umfassen zwar das charakteristische Mottsche Spannungsintervall, auch sind die von ihm verwandten Au-Folien dünn genug, um mit einem überwiegenden Anteil an Einfachstreuung rechnen zu dürfen. Die elektrostatische Meßmethode scheint aber bei den höheren Spannungen erhebliche Störungen durch Röntgenstrahlung mit sich zu bringen; andererseits scheint in der Dymondschen Versuchs-

1) N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. London (A) **124**. S. 425. 1929; **135**. S. 429. 1932.

2) C. O. Langstroth, Proc. Roy. Soc. London (A) **136**. S. 558. 1932.

3) E. G. Dymond, Proc. Roy. Soc. London (A) **136**. S. 638. 1932; **145**. S. 657. 1934.

4) C. T. Thomson, Nature **126**. S. 842. 1930; Phil. Mag. Sec. 7. S. 1058. 1934.

anordnung auch die Ausschaltung störender Streustrahlung (Elektronen- und Röntgenstrahlung) nicht ganz erreicht zu sein. Wenn Dymond nämlich findet, daß eine durch eine künstliche Dejustierung geometrischer Art herbeigeführte Asymmetrie der zum zweitenmal gestreuten Strahlung sich mit der Betriebsspannung ändert, dann kann eine solche Änderung nur durch ungewollte Streustrahlung verursacht sein. Auch bei den Untersuchungen von Thomson hat sich die Röntgenstrahlung sehr störend bemerkbar gemacht; außerdem waren die von ihm verwendeten Goldfolien ziemlich dick, so daß — wie die auf S. 551 beschriebenen Messungen für die Winkelabhängigkeit der Streuintensität zeigen — nur bei den dünnsten Au-Folien höchstens 50 bis 60% Einfachstreuung vorliegt, während bei den dickeren die Streuintensität so wenig vom Streuwinkel abhängt, daß man auf überwiegende Vielfachstreuung schließen muß.

Nach einer anderen Methode, die in einer 90°-Streuung und darauf folgenden Durchleuchtung einer Folie besteht, wurden von Kirchner¹⁾ und Thomson²⁾ Versuche unternommen; allerdings ebenfalls mit negativem Ergebnis. Da nach Mott für solch kleine Streuwinkel kein Polarisisationseffekt zu erwarten ist, so sind diese Experimente offenbar auf einer anderen Grundlage zu diskutieren. Gleiches gilt auch von einer Arbeit von Myers, Byrne und Cox³⁾, die mit einer ähnlich abgeänderten Versuchsanordnung arbeiten.

Die Rechnungen Motts sind verschiedentlich auch von anderen Theoretikern bestätigt worden. Sauter⁴⁾, der sich zur theoretischen Behandlung dieses Asymmetrieeffektes für beliebige Felder der Born-Diracschen Stoßmethode bedient, ist im Spezialfall des Coulombschen Feldes als Streufeld ebenfalls auf die von Mott gegebene Formel geführt worden. Vom Diracschen Gleichungssystem ausgehend, fordert also die Theorie bei Gold als Reflektormetall einen maximalen Polarisisationseffekt von etwa 16%. Der von Mott vorausgesagte Effekt ist wohl klein, doch noch weit genug entfernt von der Grenze der Beobachtbarkeit.

Da die bisherigen Arbeiten noch keine vollkommen einwandfreie Entscheidung über die Frage nach der Polarisisation der Elektronenwellen gestatten, wurde hier das Polarisationsproblem erneut in Angriff genommen. Dabei wurde im Experiment streng darauf geachtet, daß die Voraussetzungen der Mottschen Theorie möglichst

1) F. Kirchner, Phys. Ztschr. **31**. S. 1025. 1930; Ann. d. Phys. [5] **11**. S. 741. 1931.

2) C. T. Thomson, a. a. O.

3) F. E. Myers, J. F. Byrne, R. T. Cox, Phys. Rev. **46**. S. 777. 1934.

4) F. Sauter, Ann. d. Phys. [5] **18**. S. 61. 1933.

weitgehend erfüllt waren. Das hier benutzte Verfahren besteht ebenfalls in einer zweimaligen 90° -Streuung des einfallenden Elektronenstrahles an zwei Metallfolien als Spiegel, wobei im Falle einer Aufnahme der zweite Spiegel um den einmal gestreuten Strahl als Achse mittels Motors dauernd gedreht wird. Die benutzte Versuchsanordnung ist also ebenfalls ein direktes Analogon des klassischen Zweispiegelversuches von Nörremberg. Sie unterscheidet sich aber darin wesentlich von der Versuchsanordnung der früheren Beobachter, daß die zum zweitenmal gestreute Strahlung nicht elektrostatisch gemessen, sondern photographisch registriert wird.

II. Versuchsanordnung und technische Einzelheiten

a) Entladungsrohr

Ein Glaszylinder A von 40 cm Höhe und 20 cm Breite trägt vakuumdicht aufgekittet eine Metallplatte P_2 , auf die eine 2 cm dicke und plane Glasplatte C aufgelegt ist. Die Metallplatte P_2 wie die Glasplatte C haben je eine zentrische Durchbohrung von 4 cm Durchmesser. Die Glasplatte C ist mit einem Glasring D von 3 cm Breite zu einem Planschliff für die Justierung des Glühfadens ausgebildet, was sich für die Erzielung größter Elektronenstrahlintensität als notwendig und auch sehr zweckmäßig erwiesen hat. Die Stromzufuhr für den Glühfaden wie seine Halterung sind aus der Fig. 2 zu ersehen. Der Glaszylinder A ist auf eine Metallplatte P_1 aufgekittet. Im Entladungszyylinder A umschließt ein Cu-Zylinder G die Anode, um die Streustrahlung nach außen möglichst gering zu halten. Der Abstand zwischen Kathode und Anode betrug im allgemeinen 1,5 bis 2 cm und kann nach Belieben variiert werden. Die Anode besteht aus einem Ni-Zylinder mit einer Durchbohrung von 5 mm und ist mittels Gewindes fest in die Metallplatte P_1 eingeschraubt. An der Metallplatte P_1 ist ein Messingzylinder H mit einer Ausbohrung von 4 cm im Durchmesser befestigt. Mit dem unteren Ende sitzt dieser Zylinder auf dem horizontal liegenden Messingzylinder I fest auf und ist ferner noch mit einem Kühlmantel umgeben. In den Messingzylinder H werden die Blenden eingesetzt, wie es aus der Fig. 2 hervorgeht. In dieser Figur bezeichnet die gekreuzte Schraffierung die Teile der Apparatur, die aus Blei angefertigt sind. Die engste Blende in diesem vertikalen Blendensystem beträgt 2 mm im Durchmesser.

b) Polarisatorkammer

Nach Durchlaufen des Blendensystems treten die Elektronen in die Polarisationskammer ein, die im linken Teil des Zylinders I untergebracht ist. Die Polarisationskammer ist ganz mit Blei aus-

gelegt und enthält nur den Reflektor S_1 als Polarisator. Der Polarisator ist in Fig. 3 für sich genauer dargestellt. Er besteht aus einem Metallring R_1 von 7 mm innerem Durchmesser. Der Ring R_1 wird von einer gabelförmigen Stütze St gehalten, die

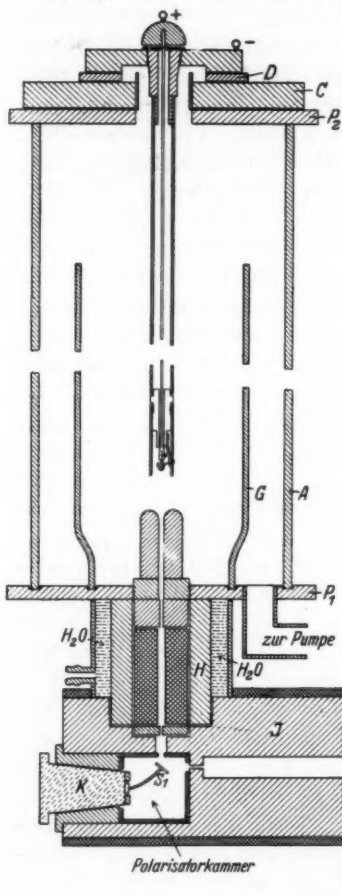


Fig. 2. Versuchsanordnung

mittels Gewinde und Gegenmutter an einem Metallschliff K festgeschraubt ist. Mittels dieses Metallschliffes K kann der Polarisator S_1 vollkommen aus dem Strahlengange gedreht werden. Auf den Metallring R_1 wird ein weiterer Ring R_2 von 6 mm innerem Durchmesser aufgesteckt. Der Metallring R_2 ist der eigentliche

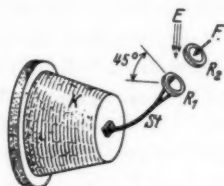


Fig. 3. Polarisatoranordnung

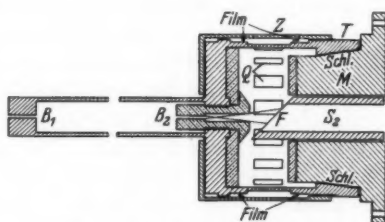


Fig. 4. Analysatoranordnung

Träger der Metallfolie F , die als Polarisator dient. Die Justierung¹⁾ hat nun so zu erfolgen, daß der Kathodenstrahl nur auf die dünne Metallfolie F unter einem Winkel von 45° trifft, ohne dabei irgendwelche massiven Metallteile für die Halterung der Folie zu treffen.

c) Analysatorkammer

Die Analysatorkammer ist eine 6 cm weite und 7 cm tiefe Ausbohrung im rechten Teile des Messingzylinders I . Diese Kammer führt über eine 1,4 cm weite Ausbohrung und durch eine kurze Blende von 2 mm Durchmesser zum Polarisatorraum. Um höchste Meßgenauigkeit zu erreichen, hat es sich als sehr zweckmäßig erwiesen, Blendensystem B_1, B_2 , Filmträger T und Analysator S_2 nach Möglichkeit fest zusammenzubauen (vgl. Fig. 4). Allein auf diese Weise wurde eine genügend genaue Justierung dieser Teile gegeneinander erreicht; denn gerade ganz geringe seitliche Verschiebungen von Blendensystem, Filmträger und Analysator gegeneinander waren immer eine recht störende und schwer zu beseitigende Fehlerquelle. Blendensystem, Filmträger und Analysator wurden daher auf mindestens $\frac{1}{10}$ mm genau gedreht und auch mit der gleichen Genauigkeit aufeinander zentriert. Die genaue Ausführung der Analysatoranordnung zeigt Fig. 4. Der Analysator ist ein Messingrohr von 1 cm innerem Durchmesser und von $\frac{1}{4}$ cm Wandstärke. Auf der einen Seite ist er unter einem Winkel von 45° gegen die Achse abgeschrägt. Er ist genau axial in dem Messingkörper M gelagert, in dem auch das Zahnradgetriebe²⁾ für den Motorantrieb des Analysators untergebracht ist. Auf den Metallkörper M wird mittels Schliffes $Schl$ der Filmträger T mit dem Blendensystem B_1, B_2 genau zentrisch aufgesteckt. Der Filmträger T ist ein Messingzylinder von etwa 5,0 cm innerem Durchmesser. Auf ihn sind 15 Rechtecke Q von 1 cm Länge und 0,4 cm Breite so ausgespart, daß der Film von den Elektronen unter einem Ablenkungswinkel von etwa $85-105^\circ$ getroffen wird. Bei einer Messung erhält man also auf dem Film 15 geschwärzte Rechtecke, die bei der photometrischen Auswertung als 15 Meßpunkte leicht zu einer geschlossenen Kurve miteinander verbunden werden können. Der Film selbst wird durch zwei Gummibänder fest gegen den Träger T gedrückt, so daß er den zweiten Reflektor genau zentrisch umschließt. Über den Film wird noch ein Metallzylinder Z aufgeschraubt, um den Film vor Streustrahlung zu schützen. Mit dem Filmträger ist genau zentrisch durch Schrauben

1) Für eine rasche Justierung des ersten Reflektors ist es zweckmäßig, im Metallschliff K noch einen weiteren Metallschliff anzubringen, der die Horizontalverschiebung des Reflektors gestattet.

2) Das Zahnradgetriebe ist in Fig. 4 nicht eingezeichnet.

das Blendensystem B_1, B_2 verbunden. Die Durchbohrungen der Blenden betragen 1,0 mm. Die letzte Blende B_2 besitzt eine Vorblende und ist aus Aluminium¹⁾ angefertigt, um auch auf diese Weise die Streustrahlung möglichst gering zu halten. Die Blende B_2 wird mittels Gewinde genau zentrisch in die Blendenhalterung eingeschraubt. Im Falle einer Aufnahme wird der Analysator bei aufgestecktem Filmträger mit dem Blendensystem in den Analysatorraum eingeführt und am äußeren Ende P des Zylinders I fest verschraubt. Am Flansch F des Zylinders I wird der Motor zum Antrieb des Analysators mittels Gummidichtung aufgeschraubt; dabei wird gleichzeitig der Motor mit der Zahnradübersetzung des Analysators gekoppelt. Um magnetische Störungen durch den Motor möglichst auszuschalten, wurde ein Induktionsmotor zum Antrieb des Analysators benutzt, und außerdem wurde er, 50 cm vom Analysator entfernt, im Vakuum untergebracht. Für das Räderwerk zum Antrieb des Analysators wurde ein irrationales Übersetzungsverhältnis (31:15) gewählt, um auf diese Weise den Einfluß einer etwa von vornherein vorhandenen Ungleichmäßigkeit im Gang des Motors auszuschalten.

d) Polarisator- und Analysatorfolie

Da nach der Theorie von Mott im Falle von Aluminium als Reflektormetall kein meßbarer Polarisierungseffekt zu erwarten ist, wurden bei diesen Streuversuchen relativ dicke Al-Folien verwandt. So diente für die Messung an Aluminium in dem beobachteten Spannungsbereich von 20—120 kV als Polarisator wie Analysator eine Al-Folie von $1-5 \cdot 10^{-4}$ cm Dicke.

Für die Streuversuche an Gold wurde bei den ersten orientierenden Versuchen als Polarisator eine $1 \cdot 10^{-4}$ cm dicke Al-Folie mit einer aufgedampften Goldschicht von etwa $3-6 \cdot 10^{-6}$ cm Dicke — je nach der angelegten Spannung — verwandt. Als Analysatorfolie diente hierbei eine ebenso dicke Goldschicht, die auf ein Kollodiumhäutchen von Interferenzfarben aufgedampft worden war. Die Dicke der aufgedampften Goldschicht wurde aus der Lichtdurchlässigkeit bestimmt. Für die letzten Versuche wurde für den ersten Reflektor als Träger der Goldschicht eine Al-Folie von $2-3 \cdot 10^{-5}$ cm Dicke verwandt, die durch Aufdampfen auf Steinsalz und darauffolgendes Ablösen in Wasser hergestellt worden war. Zu noch dünneren Al-Schichten als Träger für das aufzudampfende Gold herabzugehen, hat sich nicht als vorteilhaft erwiesen, denn zu dünne Al-Folien sind mechanisch zu wenig widerstandsfähig und

1) Die Strich-Punkt-Schraffierung der Fig. 4 bezeichnet die Teile der Analysatoranordnung, die aus Aluminium angefertigt worden sind.

wurden daher meistens durch den Primärstrahl sofort zerstört. Auch sehr dünne Glimmerfolien haben sich nicht als brauchbar erwiesen. Hier wurde der Glimmer infolge seiner geringen Wärmeleitfähigkeit ebenfalls zerstört und darüber hinaus dampfte infolge der allzu starken Erwärmung des Glimmers das Gold restlos vom Glimmer weg.

Eine Überschlagsrechnung zeigt, daß eine Al-Folie von $2-3 \cdot 10^{-5}$ cm Dicke als Träger für eine $6 \cdot 10^{-6}$ cm dicke Goldschicht nur einen Streubeitrag von weit weniger als 5% der gesamten Streuintensität liefert. Die Al-Folie bewirkt also nur eine sehr schwache und gleichmäßige Untergrundschwärzung, die aber das Versuchsergebnis nicht wesentlich beeinflussen kann.

e) Lichtabsorber

Um das Glühfadenlicht vom Film fernzuhalten, wurde mitunter in den horizontalen Strahlengang ein Kollodiumhäutchen mit einer etwa $1 \cdot 10^{-5}$ cm dicken, aufgedampften Al-Schicht eingeschaltet. Diese Folie, die nur zum Fernhalten des Lichtes vom Film diente, sei in den weiteren Ausführungen als Lichtabsorber bezeichnet. Nur bei den höheren Spannungen wurde der Lichtabsorber fortgelassen und statt dessen eine Al-Folie von $5 \cdot 10^{-4}$ cm Dicke verwandt, die dann unmittelbar vor dem Film angebracht wurde.

f) Justierung der Versuchsanordnung

Hierbei brauchte nur der Polarisator justiert zu werden; denn die Analysatoranordnung ist mechanisch von vornherein sehr genau zentriert. Die Justierung des Polarisators erfolgte mittels Lichtes. Zu diesem Zweck fiel das Licht eines Glühlämpchens, an die Stelle des Glühfadens gebracht, durch das vertikale Blendensystem auf den Ring R_2 , der für die Justierung ein Stück Photopapier trug; gleichzeitig wurde ein Lichtbündel auch durch das horizontale Blendensystem geschickt. Der Polarisator wurde nun solange horizontal und vertikal verschoben, bis der Auftreffpunkt des engeren horizontalen Lichtbündels genau zentrisch zum vertikalen lag. Dabei müssen die beiden Lichtflecke vollkommen ins Innere des Kreisringes R_2 fallen, damit nicht Elektronenstrahlen die Halterung der Polarisatorfolie treffen können.

Für die Justierung des Glühfadens wurde am Flansch F des Messingzylinders J eine Metallscheibe mit einem aufge kitteten Leuchtschirm aufgeschraubt. Der Planschliff D mit dem Glühfaden wurde nun so lange verschoben, bis der Leuchtschirm hell aufleuchtete.

g) Vorteile der benutzten Versuchsanordnung

Die hier benutzte Versuchsanordnung hat den großen Vorteil, daß Schwankungen in den Spannungen und in der Intensität des Primärstrahles ohne jeden merklichen Einfluß auf die Messungen

selbst sind. Die photographische Registrierung gestattet die gleichzeitige Messung der zweimalig gestreuten Strahlung in allen Azimuten um den zweiten Reflektor herum, und darüber hinaus erlaubt sie, die störenden Einflüsse wie Streustrahlung, mechanische Ungenauigkeiten u. a. einzeln zu ermitteln und zu beseitigen. Weiter gestattet die photographische Methode die ungefähre Bestimmung der Menge und Härte der Röntgenstrahlung und die Prüfung auf das Vorhandensein langsamer Elektronen im einmal gestreuten Strahl. Der entscheidende Fortschritt gegenüber den bisherigen Untersuchungen liegt schließlich darin, daß die hier verwendete Versuchsanordnung eine direkte Prüfung der Frage ermöglicht, ob bei unseren Versuchen die wichtigste Voraussetzung der Mottischen Theorie, die Rutherford'sche Streuung am Atomkern, tatsächlich erfüllt ist (vgl. S. 551). Mit den hier verwendeten Blendendurchmessern dauerten die Belichtungszeiten für die höchsten Spannungen und bei den dünnsten Reflektorfolien etwa 1—2 Std.

III. Beseitigung einiger experimenteller Fehlerquellen

Die ersten Aufnahmen der zweimaligen Streuung an Aluminium zeigten durchaus keinen geraden Kurvenverlauf, sondern anfangs recht starke und unregelmäßige Abweichungen von der gleichmäßigen Intensitätsverteilung. Erst nach der restlosen Beseitigung aller störenden Einflüsse wie magnetischer Felder, Streustrahlung und mechanischer Ungenauigkeiten in der Konstruktion wurde bei den niedrigsten wie höchsten Spannungen eine vollkommen gleichmäßige Intensitätsverteilung erhalten (vgl. Fig. 11).

a) Streustrahlung

Von den Fehlerquellen waren am leichtesten die störenden magnetischen Einflüsse zu beseitigen. Schon weniger leicht war es, die Störungen durch Streustrahlung restlos auszuschalten. Es sei hier ergänzend bemerkt, daß anfangs die Ausblendung der ersten 90°-Streuung, dem Beispiel anderer Beobachter folgend, durch drei gewöhnliche Blenden geschah, die in die weite horizontale Ausbohrung eingesetzt wurden. Es zeigte sich aber bald, daß die letzte Blende mit ihrer durchgehenden, gleichmäßigen Bohrung am Ausgang des horizontalen Strahlenganges einen nicht unerheblichen Anteil an Streustrahlung lieferte, die vom Rand dieser letzten Blende ihren Ausgang nahm, um von da direkt den Film zu treffen. Aus diesem Grunde wurde die letzte Blende einmal mit einer Vorblende versehen (vgl. Fig. 4), so daß der Rand der Blende, der von den Elektronen gerade noch getroffen wurde, vom Film aus nicht mehr gesehen werden konnte. Weiter wurde diese

Blende so konstruiert, daß die an jenem Rand entstehende Streustrahlung noch vollkommen auf den zweiten Reflektor fällt (vgl. Fig. 4). Ferner wurde diese Blende noch aus Aluminium angefertigt, um die Streustrahlung nach Möglichkeit gering zu halten. Trotz dieses Umbaus der Blendenanordnung trat aber jetzt noch immer eine störende Schwärzung auf, die sich stellenweise wie ein Schatten der im allgemeinen schon recht gleichmäßigen Schwärzung des Filmes überlagerte. Diese störende Schwärzung rührte daher, daß die beim Abbremsen der Elektronen entstehende Röntgenstrahlung zwischen der weiten horizontalen Durchbohrung und den eingesetzten Blenden hindurch den äußersten Rand der weiten Bohrung traf und ihn zum Ausgangspunkt störender Streustrahlung (Röntgenstrahlung) machte. Erst als auf das Ende der letzten Blende eine Messingscheibe aufgelötet wurde, konnte keinerlei störende Streustrahlung mehr den Film direkt treffen; lediglich die im einmal gestreuten Strahl vorhandene Röntgenstrahlung konnte, am zweiten Reflektor gestreut, die Messung jetzt eventuell noch beeinflussen.

b) Ungenauigkeiten in der mechanischen Konstruktion

Nach dieser Verbesserung des Blendensystems waren wohl die fleckenhaften Zusatzschwärzungen verschwunden, doch traten jetzt noch kleine periodische Schwankungen von 2–3% im Kurvenverlauf auf. Diese Intensitätsschwankungen rührten von Ungenauigkeiten in der Konstruktion her. Setzen wir nämlich den Fall, daß die ausgeblendete erste 90°-Streuung nicht genau zentrisch zum Filmträger oder etwa nicht genau axial zum 2. Reflektor verläuft, so können auf Grund des Intensitätsgesetzes seitliche Verlagerungen des Schwerpunktes der Strahlung auf den 2. Reflektor von nur 0,1 mm bei den gewählten Dimensionen bereits einperiodische Asymmetrien der gestreuten Intensität von etwa 2% zur Folge haben. Dieser experimentelle Fehler war am schwierigsten zu beseitigen. Nur durch die Analysatoranordnung, wie sie in ihrer endgültigen Ausführung Fig. 4 zeigt, war es möglich, die störenden Einflüsse von Streustrahlung und von mechanischen Ungenauigkeiten vollkommen zu beseitigen.

So ist es allein durch die gewählte photographische Meßmethode möglich geworden, eine recht große Meßgenauigkeit zu erreichen, vgl. Fig. 11¹⁾; denn ohne die photographische Methode hätten nie-

1) Wie in Aufn. 12 bedeutet auch hier die mit 90° bezeichnete Stelle den Punkt des Filmes, der in der Zeichenebene oben (beim Punkte *P* der Fig. 2) zu liegen kommt. Die Stelle 180° liegt um 90° im Gegenzeigersinne gedreht, senkrecht zur Zeichenebene.

mals die versteckten Fehlerquellen in der anfangs gewählten Versuchsanordnung erkannt und beseitigt werden können.

IV. Kontrollversuche

Nach der restlosen Beseitigung aller experimentellen Fehler sollen nun noch einige Möglichkeiten näher untersucht werden, die gegebenenfalls eine unsymmetrische Verteilung der zweimalig gestreuten Strahlung hätten bewirken, bzw. die einen Mottschen Effekt hätten verdecken können.

a) Homogene Intensitätsverteilung im Strahlenquerschnitt

Da die benutzten Blendengänge aus Intensitätsgründen relativ weite Durchbohrungen haben, war es angezeigt, den am 1. Reflektor gestreuten Elektronenstrahl zunächst auf seine homogene Intensitätsverteilung im Querschnitt zu prüfen. Die Photometerkurven des Auftreffpunktes des einmal gestreuten Strahles am 2. Reflektor zeigen für eine Reihe solcher Messungen, daß die Intensitätsschwankungen im Strahlenquerschnitt nicht größer als 1% sind (vgl. Fig. 5). Berücksichtigt man hierbei, daß für solche Messungen Belichtungszeiten von nur 1—2 Min. notwendig sind, so werden diese Intensitätsschwankungen erst recht zurücktreten bei den Streuaufnahmen selbst, wo es sich um weit größere Belichtungszeiten handelt, und wo dann die Zustände für die Elektronenemission weit stabilere sind als im Augenblick des Einschaltens.

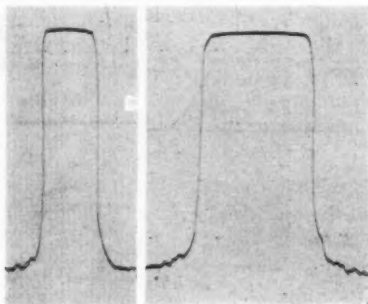


Fig. 5. Homogene Intensitätsverteilung im Strahlenquerschnitt

b) Streustrahlung aus der Umgebung der beiden Reflektoren

Es wurden hier zwei Versuche ausgeführt, um ein ungefähres Bild von der Menge störender Streustrahlung (Röntgen- und Elektronenstrahlung) zu erhalten. So wurde einmal bei entferntem 1. Reflektor und rotierendem 2. Reflektor und ein anderes Mal bei fehlendem 2. Reflektor je eine Streuaufnahme gemacht. Im letzten Falle wurde auch der Lichtabsorber fortgelassen. Trotz verlängerter Belichtungszeit war in beiden Fällen auch bei den höchsten Span-

nungen keinerlei Schwärzung des Filmes durch gestreute Röntgen- bzw. Elektronenstrahlung aus der Umgebung der beiden Reflektoren beobachtbar.

c) Menge und Härte der Röntgenstrahlung

Um eine ungefähre Vorstellung von der Größe des Schwärzungsanteils und der Härte der Röntgenstrahlung im einmal gestreuten Strahl zu erhalten, wurde der am 1. Reflektor gestreute Elektronenstrahl nach Durchlaufen des Lichtabsorbers mittels Magneten abgelenkt, so daß auf einem senkrecht zur horizontalen Achse gestellten Film der Schwärzungsanteil der Kathoden- und Röntgenstrahlung nebeneinander beobachtet werden konnte. Die photometrische

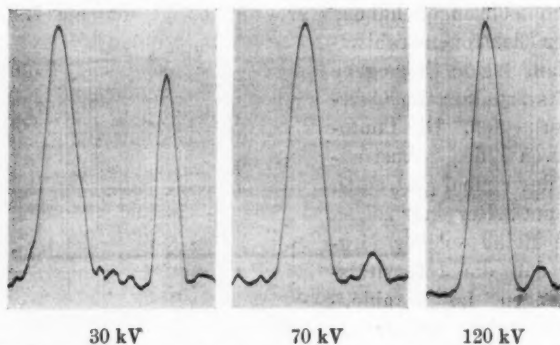


Fig. 6. Schwärzungsanteil von Kathoden- und Röntgenstrahlung

Auswertung dieser Aufnahmen zeigt Fig. 6. Hier sind die Photometerkurven von drei solchen Aufnahmen bei drei verschiedenen Spannungen wiedergegeben. Die Schwärzungen dieser Aufnahmen sind hierbei absichtlich sehr gering gehalten, um die Aufnahmen für quantitative Messungen brauchbar zu machen. Das linke Kurvenbild der Fig. 6 wurde bei etwa 30 kV, das zweite von links bei etwa 70 kV und das dritte von links bei etwa 120 kV erhalten. Als 1. Reflektor diente hierbei eine Al-Folie von $2-3 \cdot 10^{-5}$ cm Dicke mit einer $6 \cdot 10^{-6}$ cm dicken Goldschicht. In den einzelnen Photometerbildern bedeutet das linke Maximum immer den Schwärzungsanteil der Kathodenstrahlung und das rechte den der Röntgenstrahlung. Es hat nach diesen drei Photometerkurven den Anschein, als ob mit wachsender Spannung der Schwärzungsanteil der Röntgenstrahlung gegenüber der Kathodenstrahlung sehr stark zurückbleibt. Weitere Messungen mit immer dünneren Lichtabsorbern liefern aber auch für die niedrigeren Spannungen ein weit günstigeres Schwär-

ungsverhältnis von Kathoden- zu Röntgenstrahlung, so daß die Vermutung nahe liegt, daß bei verschwindend dünnen Lichtabsorbern auch für die niedrigeren Spannungen ungefähr dasselbe Verhältnis vorliegt wie für die hohen. Für Elektronen von 70—120 kV (vgl. das zweite und dritte Photometerbild der Fig. 6) bewirkt der eingeschaltete Lichtabsorber keine merkliche Schwächung des Elektronenstrahles mehr, so daß für diesen Spannungsbereich das Schwärzungsverhältnis nahezu konstant bleibt. Es hat sich nun im Verlaufe dieser Untersuchungen weiter gezeigt, daß das Schwärzungsverhältnis von Kathoden- zu Röntgenstrahlung für unsere Messungen um so günstiger wird, je dünner das Aluminium als Träger für die Goldschicht ist. Wurde nämlich als 1. Reflektor eine Al-Folie von $5 \cdot 10^{-4}$ cm Dicke mit einer $6 \cdot 10^{-6}$ cm dicken Goldschicht verwandt, so betrug das Schwärzungsverhältnis von Kathoden- zu Röntgenstrahlung für die oben angeführten drei Spannungen 140, 14 und 12%, wohingegen die Auswertung der drei Kurvenbilder der Fig. 6 hierfür die Werte liefert: 45, 5,5 und 4,5%. In dem für die vorliegende Untersuchung in Frage kommenden Spannungsbereich beträgt also der von den Röntgenstrahlen herrührende Schwärzungsanteil höchstens 5% der gesamten Schwärzung.

Nach der Bestimmung der Menge der Röntgenstrahlung wurde durch Absorptionsmessungen auch ihre Härte wenigstens ungefähr ermittelt. Der mittlere (μ/ρ)-Wert dieser Bremsstrahlung betrug etwa 900, was einer Wellenlänge von etwa $4\text{--}5 \cdot 10^{-8}$ cm entspricht. Es handelt sich also hierbei um eine recht weiche Röntgenstrahlung, die sich mit wachsender Spannung in ihrer mittleren Härte kaum merklich änderte. Diese Röntgenstrahlung verdankt offenbar ihre Entstehung der Abbremsung der Elektronen hauptsächlich im vertikalen Blendensystem und gelangt nach der Zerstreuung am 1. Reflektor, wobei infolge der sehr geringen Dicke der Reflektorfolie die langwellige Strahlung bevorzugt gestreut wird, als eine sehr weiche Röntgenstrahlung zur Messung. Die Ablenkungsversuche an dem einmal gestreuten Strahl und die Absorptionsversuche an den Röntgenstrahlen zeigen uns also, daß wir bei den höheren Spannungen im einmal gestreuten Strahl mit einem maximalen Schwärzungsanteil der Röntgenstrahlen von kaum mehr als 5% bei einer mittleren Wellenlänge von $4\text{--}5 \cdot 10^{-8}$ cm zu rechnen haben.

d) Einfluß der Röntgenstrahlung auf die Messungen

Zur Prüfung des Einflusses der Röntgenstrahlung auf die Messungen wurde bei etwa 50 kV in den Gang des einmal gestreuten Strahles eine Al-Folie von $15 \cdot 10^{-4}$ cm Dicke gebracht.

Durch orientierende Ablenkungsversuche war zuvor festgestellt worden, daß eine Al-Folie von solcher Dicke keine Elektronen mehr hindurchläßt, und daß sie etwa 75% der am 1. Reflektor gestreuten Röntgenstrahlung absorbiert. Mit dieser Al-Folie im horizontalen Strahlengange wurde jetzt eine Streuaufnahme dieser Röntgenstrahlung von der etwa dreifachen Belichtungszeit (6 Std.) gemacht. Obwohl in diesem Falle summarisch etwa die gleiche Röntgenstrahlintensität auf den 2. Reflektor auftrifft, wie bei einem regulären Streuversuch, so konnte auf dem Film doch keinerlei Schwärzung festgestellt werden. Da für die höheren Spannungen der Schwärzungsanteil der Röntgenstrahlen gegenüber den Elektronenstrahlen verhältnismäßig fast der gleiche bleibt, und da sich auch die mittlere Härte der Röntgenstrahlen nicht merklich mit der Spannung ändert, so liegen für die höheren Spannungen die gleichen günstigen Verhältnisse vor. Wie noch einige weitere Versuche zeigen, wird die zum 2. Reflektor gelangende Röntgenstrahlung fast ausschließlich durchgelassen und überhaupt nicht merklich gestreut.

In einem weiteren Kontrollversuch zur Prüfung des Einflusses der Röntgenstrahlung wurden bei etwa 50 kV und fehlendem Lichtabsorber einige Rechtecke unmittelbar vor dem Film mit einer Al-Folie von $15 \cdot 10^{-4}$ cm Dicke abgedeckt. Eine solche Aufnahme zeigte trotz längerer Belichtungszeit und trotz voller Intensität der einmal gestreuten Strahlung an den abgedeckten Stellen des Filmes keinerlei Schwärzung durch Röntgenstrahlung. Wie zu erwarten war, ist also auch der Anteil an Röntgenstrahlung, der bei der Streuung der Elektronen am 2. Reflektor entsteht, als sehr klein zu vernachlässigen. Auch der folgende Versuch bestätigt diesen experimentellen Befund und ist uns darüber hinaus noch ein Beweis dafür, daß auch bei den höchsten Spannungen die am 1. und 2. Reflektor entstehende und gestreute Röntgenstrahlung ohne jeden merklichen Einfluß auf die Messungen ist. Bei diesem Experiment wurden die üblichen Goldfolien als Reflektoren mit dem Lichtabsorber im horizontalen Strahlengange benutzt und als Betriebsspannung etwa 120 kV gewählt. Mit Hilfe eines Magneten wurden diesmal die Elektronen von der einen Hälfte des Films ferngehalten. Trotz der wesentlich höheren Belichtungszeit als bei einem regulären Streuversuch konnte auch diesmal an den von den Elektronen nicht getroffenen Stellen keinerlei Schwärzung durch Röntgenstrahlung beobachtet werden.

Abschließend kann zur Frage der Störung durch Röntgenstrahlung gesagt werden, daß die hier angestellten Versuche auch

bei den höchsten Spannungen in keiner Weise durch Röntgenstrahlen weder beeinflußt, noch etwa gar gestört worden sind.

e) Anteil an langsameren Elektronen

Nachdem wir den Einfluß der Streustrahlung (Röntgen- und Elektronenstrahlen) auf die Messung genauer untersucht haben, wollen wir uns noch der Frage der langsamen Elektronen zuwenden, die ihre Entstehung der Vielfachstreuung bzw. den unelastischen Zusammenstößen verdanken. Ein überwiegender Anteil langsamer Elektronen im zweimal gestreuten Strahl könnte nämlich sehr leicht einen etwa vorhandenen Polarisisationseffekt stark schwächen bzw. ganz auslöschen.

Zur Prüfung des Anteils an langsamen Elektronen im einmal reflektierten Strahl wurde die gestreute Strahlung bei fehlendem Lichtabsorber mittels Magneten abgelenkt. Die Photometerkurve dieses Ablenkungsversuches ist in Fig. 7 wiedergegeben. Hier bedeutet das erste Maximum von rechts den Auftreffpunkt des unabgelenkten Kathodenstrahles. Das benachbarte fast gleich große Maximum ist durch magnetische Ablenkung bei einer Spannung von etwa 120 kV erhalten worden. Das kleine Maximum ganz links ist der Auftreffpunkt des enger ausgeblendeten und abgelenkten Kathodenstrahles bei etwa 20 kV. Da das mittlere Maximum keine wesentliche Formänderung gegenüber dem Maximum für den Auftreffpunkt bei fehlendem magnetischen Feld zeigt, und da vor allen Dingen zwischen dem kleinen Maximum links und dem mittleren für den Auftreffpunkt des abgelenkten Kathodenstrahles keinerlei wesentliche Schwärzungen beobachtbar sind, müssen wir hieraus schließen, daß der Anteil an langsameren Elektronen, die bei der Streuung am ersten Spiegel entstehen, bestimmt sehr klein ist. Auch aus den Photometerkurven der Fig. 6 kann man ersehen, daß der Anteil an langsameren Elektronen im einmal reflektierten Strahl sehr gering ist¹⁾. Hier haben nämlich die Photometerkurven des magnetisch abgelenkten Kathodenstrahlauftrittes bei den verschiedenen Betriebsspannungen untereinander die gleiche Breite und auch den gleichen symmetrischen Ver-

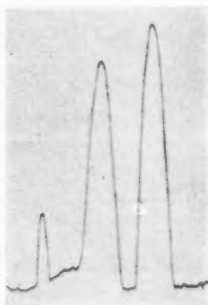


Fig. 7.
Prüfung auf langsame
Elektronen im einmal
gestreuten Strahl

1) Wohl ist dabei zu beachten, daß hier die ganz langsamen Elektronen gegebenenfalls bereits durch den Lichtabsorber zurückgehalten werden.

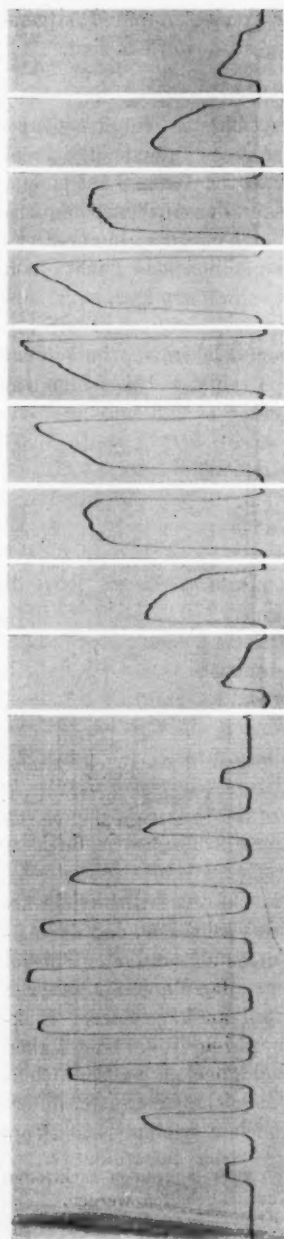


Fig. 8 Winkelabhängigkeit der Streuintensität für die einzelnen Rechtecke bei ruhendem 2. Reflektor

Abnahme der Streuintensität seitlich zur Einfallsebene des 2. Reflektors

lauf. Da die Photometerkurve des Auftreffpunktes der magnetisch abgelenkten 120 kV-Elektronen keinerlei einseitige Verbreiterung zeigt, die auf das Vorhandensein von langsameren Elektronen hindeuten könnte, sondern einen vollkommen symmetrischen Verlauf, so müssen wir auch hieraus schließen, daß der Anteil an langsameren Elektronen im einmal gestreuten Strahl praktisch vernachlässigbar klein ist.

Da für den 2. Reflektor als Träger der Goldschicht ein dünnes Collodiumhäutchen mit Interferenzfarben verwandt wird, so ist der Anteil an langsamen Elektronen bei der zweiten 90° -Streuung erst recht zu vernachlässigen. Zur experimentellen Prüfung dieser Vermutung wurde bei ruhendem 2. Reflektor eine Streuaufnahme an Gold gemacht. Bei diesem Versuch war der Film mit einer $5 \cdot 10^{-4}$ cm dicken Al-Folie abgedeckt worden, um das Licht fernzuhalten. Wie man aus der linken Photometerkurve der Fig. 8 erkennt, nimmt die Intensität der gestreuten Strahlung seitlich zur Einfallsebene des 2. Reflektors rasch ab¹⁾, was dadurch zu erklären ist, daß die Elektronen, die unter einem größeren Winkel zur Einfallsebene aus der 2. Re-

1) Die sich anschließenden Rechtecke des Filmes, die nicht mehr direkt von gestreuten Elektronen des 2. Reflektors getroffen werden können, sind nicht merklich von Streustrahlung geschwärzt, wie es aus Fig. 8 hervorgeht.

flektorfolie treten, auf ihrem längeren Wege stärker zerstreut werden. Innerhalb der ersten Rechtecke um die Einfallsebene erfolgt der Abfall der gestreuten Strahlung mit wachsendem Ablenkungswinkel nach dem Rutherfordschen Streugesetz. Schon bei Winkeln von etwa $\pm 50^\circ$ zur Einfallsebene des 2. Reflektors befolgen die Elektronen das Rutherfordsche Streugesetz nicht mehr (vgl. die rechte Photometerkurve der Fig. 8). Obwohl es sich hierbei, wie orientierende Versuche zeigen, nicht etwa um langsame Elektronen handelt, die unter großem seitlichen Winkel gestreut werden, so hielten wir es doch für angezeigt, nur mit einer solchen seitlich gestreuten Strahlung zu arbeiten, für die bis auf weniger als 10% genau das Rutherfordsche Streugesetz erfüllt war. Aus diesem Grunde wurde über den 2. Reflektor noch ein Metallzylinder mit einer solchen seitlichen Öffnung gesteckt, die den Elektronen nur noch unter einem Winkel von etwa $\pm 30^\circ$ zur Einfallsebene des 2. Reflektors den Zutritt zum Film gestattete. Da das Rutherfordsche Streugesetz, wie noch weitere Messungen zeigen (vgl. S. 551), bei den von uns benutzten Goldfolien für die gestreute Strahlung tatsächlich erfüllt ist, so haben wir es also hier nur mit einem ganz geringen Anteil an langsamen Elektronen zu tun, der auf unsere Messungen ohne jeden störenden Einfluß ist¹⁾.

Nach all' diesen Meßkontrollen ist abschließend zu sagen, daß der Mott'sche Polarisisationseffekt, wenn ein solcher wirklich vorhanden ist, nach der restlosen Beseitigung aller experimentellen Fehler in der Versuchsanordnung weder durch gestreute Röntgen- bzw. Elektronenstrahlung, noch durch langsame Elektronen gestört oder gar ausgelöscht werden kann.

V. Ergebnisse

a) Benutzte Goldfoliendicken und Rutherfordsches Streugesetz

Da die gewählte Versuchsanordnung die Messung der zweimaligen Streuung über einen Winkelbereich von etwa $85-105^\circ$ gestattet, wurden die Aufnahmen nicht nur längs des Filmstreifens photometriert, sondern auch senkrecht dazu. Bei diesen Querphotometrierungen wurde je nach dem Anteil der vorhandenen Einfachstreuung ein entsprechend steiler Abfall im Intensitätsverlauf

1) Nach sorgfältigen Messungen von Klemperer (Phys. Ztschr. **32** S. 864. 1931), deren Ergebnisse übrigens annähernd mit der Mott'schen Theorie übereinstimmen, beträgt bei 45 kV und einem Streuwinkel von 45° der Anteil der unelastischen Streuung an Zelluloidhäutchen nur etwa 10% der Gesamtstreuung. Da es sich in den vorliegenden Versuchen bei der unelastischen Streuung praktisch um eine Streuung an freien Elektronen handelt, ist der Anteil an unelastischer Streuung bei 120 kV und 90° überhaupt verschwindend klein.

erhalten. Für den Fall, daß alle Punkte des Filmes den gleichen Abstand $l = r$ vom 2. Reflektor haben, dürfen wir bei überwiegender Vielfachstreuung, d. h. bei annähernd gleichmäßiger Winkelverteilung der Elektronen, einen geraden horizontalen Kurvenverlauf erwarten. Da nun aber bei unserer Versuchsanordnung die einzelnen Punkte des Filmes (vgl. Fig. 9, links) die verschiedenen mittleren Abstände:

$$l_\vartheta = \frac{1}{2\pi} \int_{\vartheta_0 - \varepsilon}^{\vartheta_0 + \varepsilon} r(\vartheta) d\vartheta \quad \text{mit} \quad \varepsilon = \frac{180 \cdot 0,1}{\pi \cdot r} \sin(\vartheta_0 - 45^\circ)$$

vom 2. Reflektor haben, müssen wir theoretisch einen Kurvenverlauf erhalten, wie er in Fig. 9 (rechts) in der unterbrochen gezeichneten Linie dargestellt ist. Experimentell¹⁾ finden wir nun tatsächlich einen solchen Intensitätsverlauf bei der zweimaligen Streuung

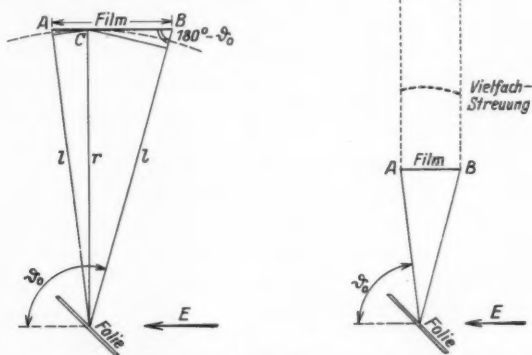


Fig. 9. Intensitätsverlauf bei Ein- und Vielfachstreuung

an Aluminium als Reflektormetall (vgl. hierzu die Photometerkurve *a* der Fig. 10). Steigern wir jetzt die Spannung bis auf etwa 120 kV, so ändert sich durch die langsam einsetzende Einfachstreuung der Habitus im Kurvenverlauf, wenn auch nur ganz schwach. (Vgl. die Photometerkurve *b* der Fig. 10.) Die folgenden beiden Photometerkurven *c* und *d* wurden bei der zweimaligen Streuung an Gold erhalten, und zwar das Kurvenbild *c* bei etwa 20 kV und das Kurvenbild *d* bei etwa 120 kV Betriebsspannung. Im letzten Falle ist der

1) Die Aufnahmen der Fig. 10 wurden alle bis auf die Aufnahme *e* bei der gleichen Empfindlichkeit des Photometers registriert; nur bei der Aufnahme *e* wurde der geringen Schwärzung wegen eine andere und besonders empfindliche Einstellung des Photometers gewählt.

Kurvenverlauf ein ganz anderer als vorher. Der Einfluß der Einfachstreuung macht sich also hier sehr stark bemerkbar. Berechnen wir nun nach dem Rutherfordschen Streugesetz für den beobachteten Winkelbereich den Intensitätsverlauf der gestreuten Strahlung, wobei wir gleichzeitig die Korrektur für die verschiedenen Abstände vom 2. Reflektor und in ganz ähnlicher Weise für die verschiedenen Streuwinkel: $\vartheta \pm \varepsilon$ anbringen, so erhalten wir als Streukurve einen Intensitätsverlauf, wie er in der ausgezogenen und mit dem Streuwinkel stark abfallenden Linie der Fig. 9 (rechts)

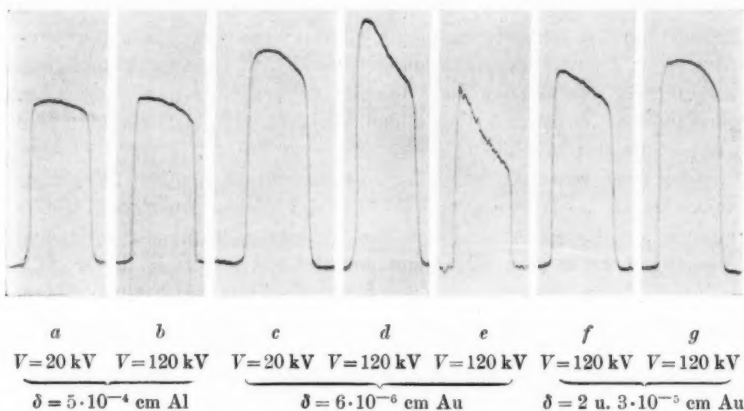


Fig. 10. Winkelabhängigkeit der Streuintensität

dargestellt ist. Im beobachteten Winkelbereich sollte also die Streuintensität um etwa 50% absinken. Da die bisher betrachteten Streuaufnahmen für eine genauere Auswertung infolge der schon zu starken Schwärzung nicht brauchbar sind, ist hier in der Aufnahme *e* noch die Photometerkurve eines Streuversuches an Gold bei ebenfalls etwa 120 kV mit sehr geringer Schwärzung wiedergegeben. Die Aufnahme *e* läßt die schwach konkave Krümmung im Intensitätsverlauf deutlich erkennen, wie es das Rutherfordsche Streugesetz für die Einfachstreuung fordert (vgl. Fig. 9). Aus dem beobachteten Schwärzungsabfall der Fig. 10, *e* müssen wir auf einen Intensitätsabfall von mindestens 45% schließen; nach der klassischen Theorie¹⁾ der Streuung am Atomkern wäre allerdings ein Intensitätsabfall von

1) Nach der quantenmechanischen Theorie von Mott (a. a. O.) wäre ein etwa 5% stärkerer Intensitätsabfall zu erwarten. Die Tatsache, daß der beobachtete Schwärzungsabfall etwas schwächer ist, läßt sich zwanglos darauf zurückführen, daß die aus größerer Tiefe der Schicht kommenden Streustrahlen

etwa 50% zu erwarten. Wir sehen also hier direkt, daß bei unseren Messungen an Gold ganz überwiegend einfache Kernstreuung vorliegt. Dieser experimentelle Befund ist übrigens im Einklang mit einer theoretischen Folgerung, die G. Wentzel¹⁾ gezogen hat. Nach seiner Theorie ist ausschlaggebend für die Frage, ob Einfachstreuung vorliegt oder nicht, der Zahlenwert des Verhältnisses $\frac{\varphi}{4\omega_{\min}}$. (Wegen der Bedeutung dieser Größen muß auf die zitierte Arbeit von G. Wentzel verwiesen werden.) Zur Diskussion seiner Theorie hat G. Wentzel ältere Messungen von Chadwick über die Zerstreuung von α -Teilchen herangezogen; für diese Messungen, bei denen man aus der quantitativen Übereinstimmung mit dem Rutherford'schen Kernstreuungsgesetz auf reine Einfachstreuung geschlossen hat, nimmt das Wentzelsche kritische Verhältnis den Wert 7 an. Bei unseren Messungen liegen die Verhältnisse ganz ähnlich: Der Zahlenwert des kritischen Verhältnisses ist hier 6.

In zwei weiteren Versuchen wurden bei etwa 120 kV Streuversuche an $2 \cdot 10^{-5}$ cm und $3 \cdot 10^{-5}$ cm dicken Au-Folien unternommen, d. h. an Au-Foliendicken, wie sie Thomson bei seinen Messungen verwandte. Die photometrische Auswertung dieser Aufnahmen, deren Photometerkurven f und g auch in der Fig. 10 wiedergegeben sind, liefert für die erste Foliendicke $\left(\frac{\varphi}{4\omega_{\min}} = 3,5, \text{ für } 120 \text{ kV}\right)$ etwa 50—60% und für die zweite Foliendicke $\left(\frac{\varphi}{4\omega_{\min}} = 2,5, \text{ für } 120 \text{ kV}\right)$ kaum noch merkliche Einfachstreuung. Diese Resultate der zweimaligen Streuung an Gold können wir im Zusammenhang mit dem Wentzelschen Kriterium der Einfachstreuung daher so formulieren: Wenn $\frac{\varphi}{4\omega_{\min}} > 5$ ist, dann liegt bestimmt überwiegende Einfachstreuung vor, ist aber $\frac{\varphi}{4\omega_{\min}} < 2,5$, dann kann nicht mehr mit Einfachstreuung gerechnet werden.

b) Resultat der zweimaligen 90°-Streuung von Elektronen

Es wurden insgesamt gegen 100 Streuaufnahmen an Aluminium und Gold gemacht; abgesehen von den vielen Aufnahmen, die bis zur bei kleineren Streuwinkeln bis zu ihrem Wiederaustritt aus der Oberfläche einen etwas größeren Weg in der Folie zurückzulegen haben als bei größeren Streuwinkeln, und daß sie daher etwas stärker geschwächt werden. Außerdem ist zu beachten, daß der beobachtete Schwärzungsabfall gegenüber dem ursprünglich vorhandenen Intensitätsabfall schon durch die Abweichung des Schwärzungsgesetzes von der Linearität etwas heruntergedrückt ist. Ein darüber hinaus etwa noch vorhandener Anteil an Vielfachstreuung kann nur sehr gering sein.

1) G. Wentzel, Ann. d. Phys. 69. S. 335. 1922.

völligen Ausmerzung aller störenden Einflüsse notwendig waren. Allerdings sind von den an Aluminium und Gold gemachten Aufnahmen etwa 10% nicht vollkommen brauchbar, da hier der Filmschleier

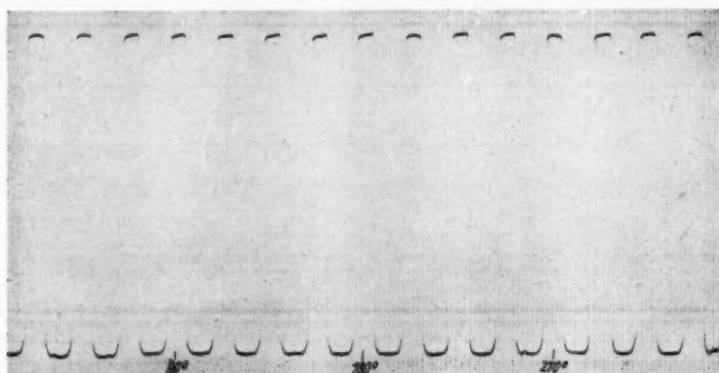


Fig. 11. Schwärzungsverlauf bei der zweimaligen 90°-Streuung an Aluminium
($V = 120$ kV, $\delta = 5 \cdot 10^{-4}$ cm)

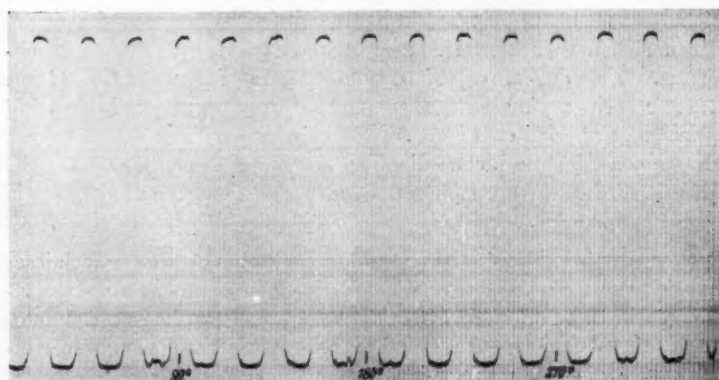


Fig. 12. Schwärzungsverlauf bei der zweimaligen 90°-Streuung an Gold
($V = 120$ kV, $\delta = 6 \cdot 10^{-6}$ cm)

stellenweise zu starke Störungen zeigte; bei alledem tritt aber selbst bei diesen Aufnahmen in der erhaltenen Streukurve, dem Grade der Schwärzung entsprechend, immer der gleiche Kurvenverlauf auf, wie ihn auch der Filmschleier zeigt.

Unsere Untersuchungen an Aluminium als Reflektormetall haben nun ergeben, daß für die niedrigen wie hohen Spannungen keinerlei Abweichungen größer als $\pm 0,5\%$ von der Geradlinigkeit beobachtbar sind. Eine solche Streufnahme an Aluminium ist für 120 kV-Spannung in Fig. 11 wiedergegeben; aber auch bei den Streuaufnahmen an Gold, die an sehr dünnen Folien (von $3-6 \cdot 10^{-6}$ cm Dicke) gemacht wurden, erhielten wir im gemessenen Spannungsbereich von etwa 20 kV bis 120 kV immer denselben geraden Kurvenverlauf, wie wir ihn schon bei Aluminium gefunden haben. In Fig. 12 ist eine solche Streuaufnahme an Gold wiedergegeben. Bei einem Vergleich der beiden Photometerkurven 11 und 12 miteinander sehen wir, daß die Streuaufnahmen an Gold in ihrem Schwärzungsverlauf von denen für Aluminium nicht zu unterscheiden sind.

Unsere Messungen der zweimaligen 90° -Streuung schneller Elektronen wurden durch keinerlei Röntgen- bzw. Streustrahlung (Elektronen- und Röntgenstrahlen) störend beeinflusst, auch waren keine langsamen Elektronen vorhanden, die eine merkliche Depolarisation hätten bewirken können, ferner entsprachen unsere Versuchsbedingungen den Voraussetzungen der Mottschen Theorie weitgehendst, und schließlich hätte unsere Meßgenauigkeit ausgereicht, um noch den 30. Teil des von der Theorie geforderten Effektes mit Sicherheit nachzuweisen. Trotz all' der günstigen Versuchsbedingungen ließen sich aber keinerlei Anzeichen des Mottschen Effektes beobachten. *Bei diesem experimentellen Befund kann die Mottsche Theorie der zweimaligen Elektronenstreuung am Atomkern nicht mehr aufrecht erhalten werden.* Wie weit durch dieses Versagen der Mottschen Theorie auch die ihr zugrunde liegende Diracsche Theorie des Elektronenspins und ihre sonstigen Anwendungen in Mitleidenschaft gezogen werden, mag hier dahingestellt bleiben.

Herrn Prof. F. Kirchner danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit wie für sein stetes und förderndes Interesse an ihrem Fortgange, Herrn Prof. K. Försterling für die Benutzung des Photometers in seinem Institute und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Gewährung eines Stipendiums.

Köln a. Rh., im Dezember 1936.

(Eingegangen 29. Dezember 1936)

**Strukturuntersuchungen
über Rauigkeit und Korngröße
mittels Elektroneninterferenzen ¹⁾**

Von W. Papsdorf

(Aus dem Institut für technische Physik der Universität Köln)

(Mit 19 Figuren)

Eine der interessantesten Anwendungen der Kathodenstrahlinterferenzen ist die Untersuchung der Struktur von dünnen Oberflächenschichten. Die Röntgenstrahlen dringen bekanntlich wegen ihrer verhältnismäßig geringen Wechselwirkung mit den Atomen ziemlich tief in die Materie ein und geben daher keinen Aufschluß über die Struktur der äußersten Oberflächenschichten. Die Kathodenstrahlen dagegen werden von den Atomen so stark zerstreut, daß nur die äußerste Oberflächenschicht zu der beobachteten Streuintensität beiträgt, wodurch sie der Strukturforschung zugänglich wird. Anfänglich bestand die Anschauung, daß zum Studium von Oberflächenschichten in erster Linie die „langsamen“ Elektronen (50–500 eV) wegen ihrer besonders geringen Eindringungstiefe geeignet seien; Davisson und Germer (1) (2) haben bei ihren Versuchen an Nickeloberflächen solche langsamen Elektronen mit Erfolg verwendet. Inzwischen hat sich aber gezeigt, daß auch die schnellen Elektronen zum Studium von Oberflächenschichten vorzüglich geeignet sind. Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es zunächst, im Zusammenhang mit früheren Untersuchungen von F. Kirchner (4), den Einfluß der Rauigkeit von verschiedenen Metalloberflächen auf die in den Reflexionsaufnahmen auftretende Verbreiterung der Interferenzringe genauer zu untersuchen. Im Anschluß daran wurden noch weitere Reflexionsversuche durchgeführt an Flüssigkeitsoberflächen (Quecksilber) und schließlich an glatten Oberflächen von dünnen Schichten solcher Substanzen, die bei der Durchstrahlung stark verbreiterte Interferenzringe liefern, die auf einen „amorphen“ oder „kolloidalen“ Zustand schließen lassen.

Die benutzte Versuchsanordnung ist dieselbe, wie sie von F. Kirchner zu seinen früheren Untersuchungen verwendet wurde (3).

1) Von der Philosophischen Fakultät der Universität Köln als Dissertation angenommen.

Die Entladungsröhre enthält eine Wolframglühkathode mit Rundfokus oder auch Strichfokus, wie sie für Metallröntgenröhren verwendet wird. Das Licht des glühenden Wolframfadens stört nicht im geringsten bei der hier verwendeten scharfen Ausblendung des Strahles und dem sehr wenig lichtempfindlichen Plattenmaterial, selbst nicht einmal bei hohen Belichtungszeiten bis 15 Min.

Für die Untersuchung von Flüssigkeitsoberflächen wurde das als Beobachtungsraum dienende Messingrohr um die Längsachse um 180° gedreht, und an Stelle des Kristallträgers wurde ein Metall- oder Glasrohr von unten in den Raum eingeführt, das außen mit einem längeren Gummischlauch und einem Vorratsgefäß von der zu untersuchenden Flüssigkeit verbunden war. Auf dieses Metall- bzw. Glasrohr konnten dann verschiedene Metallteller mit kleinem Rand aufgesetzt werden, die einen Durchmesser von 1–5 cm hatten. Das Vorratsgefäß konnte außen gehoben werden, wobei sich der Teller mit der Flüssigkeit füllte; das ganze konnte dann soweit gehoben werden, bis der Elektronenstrahl die Flüssigkeitsoberfläche streifend traf. Durch Überlaufenlassen der Flüssigkeit im Vakuum konnte für eine möglichst reine Oberfläche der Flüssigkeit Sorge getragen werden.

Die für den Betrieb der Entladungsröhre verwendete Hochspannungsanlage bestand aus Induktor, Gleichrichter und Kondensatoren. Röhrenstrom und Spannung konnten am Schalttisch in weiten Grenzen bequem variiert werden. Um die Spannungsschwankungen niedrig zu halten, wurde stets mit geringen Stromstärken (etwa $\frac{1}{2}$ mA) und meist mit einer Spannung von 50 kV gearbeitet.

Als Plattenmaterial fanden hauptsächlich Agfa-Kontrastplatten mit feinem Korn und dünner Gelatineschicht Verwendung.

Die Versuchsergebnisse

Um zunächst einen etwaigen Einfluß der Unterlage auf die Struktur und Rauigkeit der Metallschichten auszuschalten, wurden sowohl die für die Durchstrahlung, wie auch die für die Reflexionsversuche bestimmten Silberschichten auf die gleiche Unterlage niedergeschlagen. Als Unterlage dienten in einer ersten Versuchsreihe dünne Glimmerblättchen, in einer zweiten sehr dünne Kolloidmähütchen.

1. Durchstrahlungs- und Reflexionsversuche an Silberschichten auf Glimmerblättchen

Die zu untersuchenden Silberschichten wurden mittels Verdampfung im Vakuum auf den als Unterlage dienenden Glimmerblättchen niedergeschlagen. Für die Durchstrahlungsversuche

wurden sehr dünne Glimmerhäutchen verwendet, die keine Interferenzfarben mehr zeigten. Für die Reflexionsversuche wurden größere Spaltstücke von Glimmer benutzt, die in ihrer ganzen Ausdehnung eine gleichmäßige Interferenzfarbe dünner Blättchen zeigten; die gleichmäßige Interferenzfarbe lieferte dabei die Gewähr für eine gleichmäßige Dicke des Blättchens und für seine einwandfreie Oberfläche. Um Silberschichten gleicher Dicke und gleicher Struktur zu erhalten, wurden die für die Durchstrahlung und Reflexion bestimmten Schichten gleichzeitig aufgedampft.

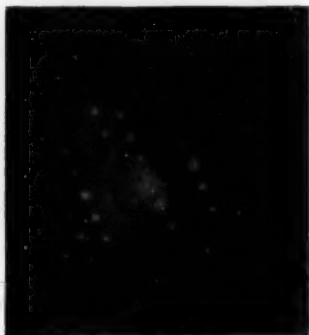


Fig. 1. 40 $m\mu$ dicke Ag-Schicht auf Glimmer in Durchstrahlung



Fig. 2. 40 $m\mu$ Ag-Schicht auf Glimmer in Reflexion

Bei den Durchstrahlungsversuchen wurden stets *scharfe* Interferenzringe erhalten (vgl. z. B. Fig. 1), auch bei den dünnsten Schichten (etwa 30 $m\mu$), bei denen der stärkste Silberring (111) in dem weit intensiveren Glimmerinterferenzbild nur gerade noch zu sehen war. Die Reflexionsversuche dagegen lieferten eine Verbreiterung der Interferenzringe, die mit abnehmender Schichtdicke (bis herab zu 30 $m\mu$!) immer mehr zunimmt. Schon bei 40 $m\mu$ (Fig. 2; gleiche Dicke wie bei der Durchstrahlungsaufnahme Fig. 1!) ist der (111)-Ring von dem (200)-Ring in der Reflexionsaufnahme nicht mehr getrennt; bei einer Schichtdicke von 30 $m\mu$ (Fig. 3) schließen sich auch die nächsten Ringe (220, 311, 222) schon zu einem gemeinsamen breiten Beugungsring zusammen.

Gelegentlich wurde an Silberschichten, die in normaler Weise auf Glimmer aufgedampft waren, eine ausgeprägte Faserstruktur mit der (111)-Ebene parallel zur Unterlage erhalten. Eine an einer solchen orientierten Schicht erhaltene Reflexionsaufnahme ist in Fig. 4 wiedergegeben; sie zeigt besonders deutlich die durch den

Brechungseffekt verursachte *einseitige* Verbreiterung der Interferenzpunkte. Um eine beginnende Orientierung mit der 111-Ebene parallel zur Unterlage handelt es sich wahrscheinlich auch bei den auf den (111)- und (222)-Ringen liegenden Interferenzpunkten der Fig. 2; solche Interferenzpunkte sind auch schon von H. Raether (10) gelegentlich beobachtet worden.

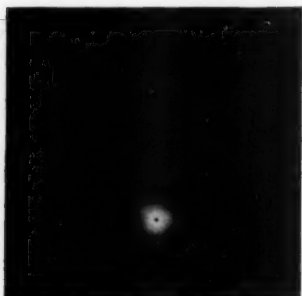


Fig. 3. 30 μ dicke Ag-Schicht auf Glimmer in Durchstrahlung

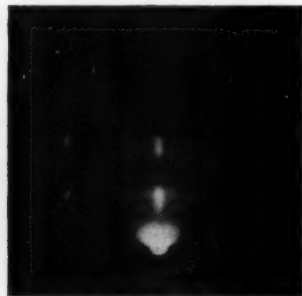


Fig. 4. Ag-Schicht auf Glimmer (111) parallel zur Unterlage

2. Durchstrahlungs- und Reflexionsversuche an Silberschichten auf Kollodiumhäutchen und photometrischer Vergleich der Intensitätsverteilung im Interferenzbild

Mit dünnen Kollodiumhäutchen als Unterlage wurden besonders eingehende Versuche durchgeführt. Die zu den Reflexionsversuchen dienenden Kollodiumhäutchen wurden dabei so zwischen zwei Metallschienen

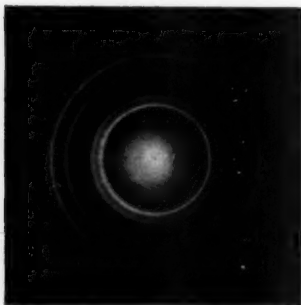


Fig. 5. 30 μ Ag-Schicht auf Kollodium in Durchstrahlung

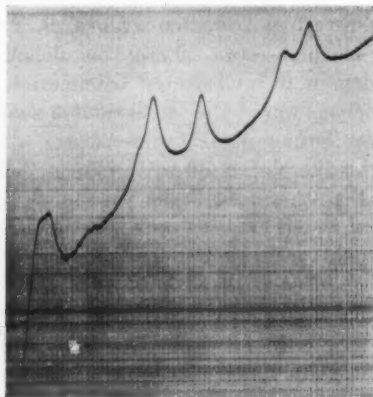


Fig. 6

aufgespannt, daß der Elektronenstrahl keine Metallteile treffen konnte. Zur Ermittlung der Schichtdicken wurde die Intensität des durchgehenden und reflektierten Lichtes an den aufgedampften Schichten gemessen. Die Intensitätsverteilung in den erhaltenen Interferenzbildern



Fig. 7. 30 $m\mu$ Ag-Schicht
auf Kollodium in Reflexion

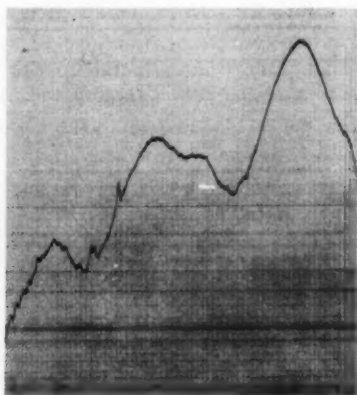


Fig. 8

wurde schließlich mit einem selbstregistrierenden Zeisschen Photometer ermittelt.

Figg. 5 und 6 zeigen Interferenzaufnahme und Photometerkurve einer Silberschicht von 30 $m\mu$ Dicke auf Kollodium bei Durchstrahlung der Schicht; Figg. 7 und 8 zeigen dieselbe Schicht in Reflexion. Fig. 9 gibt schließlich das Reflexionsbild einer aufgedampften Silberschicht von 100 $m\mu$ Dicke wieder. Die scharfen Interferenzmaxima der Fig. 5 lassen bei Berücksichtigung der natürlichen Divergenz des Elektronenstrahls auf eine Korngröße von mindestens 5 $m\mu$ schließen. Im Reflexionsbild sind dagegen die (111)- und (200)-Maxima schon vollständig zusammengelaufen und selbst die (220)- und (311)-bzw. (222)-Ringe sind nur eben noch voneinander getrennt; daraus muß man schließen, daß die wirkliche Zackenhöhe hier höchstens etwa 1 $m\mu$ beträgt.

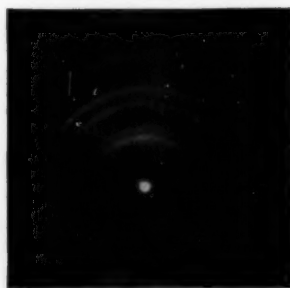


Fig. 9. 100 $m\mu$ dicke Ag-Schicht
auf Kollodium in Reflexion

3. Reflexionsversuche an Silberschichten auf Glas, Quarz und Steinsalz

Für weitere Reflexionsversuche wurden als Unterlage eine Glasplatte, eine polierte Quarzplatte und ein Steinsalzspaltstück benutzt. Die Figg. 10—15 zeigen die Reflexionsaufnahmen und die zugehörigen Photometerkurven von drei verschiedenen dicken, auf Quarz aufgedampften Silberschichten. Bei einer Schichtdicke von $30\text{ m}\mu$ ist nur ein deutlich ausgeprägtes Maximum vorhanden, das offenbar von den (111)- und (200)-Interferenzen herrührt; die äußeren Interferenzringe gehen in einem breiten, sehr verwaschenen Nebenmaximum unter. (Das Interferenzbild hat einen ganz ähnlichen Charakter, wie es in zahlreichen Untersuchungen an polierten Metalloberflächen

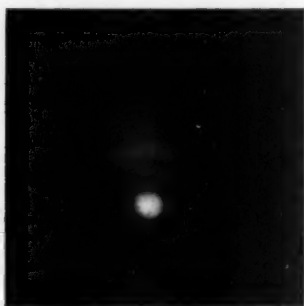


Fig. 10. $30\text{ m}\mu$ dicke Ag-Schicht auf Quarz

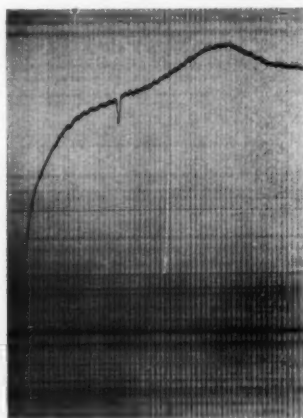


Fig. 11

gefunden worden ist.) Bei einer Schichtdicke von $60\text{ m}\mu$ ist die Rauigkeit soweit gewachsen, daß der (113)-Ring bereits von dem (220)-Ring getrennt ist; aber erst bei einer Schichtdicke von $100\text{ m}\mu$ reicht die Schärfe der Maxima einigermaßen an diejenige heran, die man bei der Durchstrahlung von $20\text{--}30\text{ m}\mu$ dicken Schichten erhält.

Die bisherigen Aufnahmen wurden an Präparaten erhalten, die bei Zimmertemperatur während einer Zeit von etwa 30 Min. langsam aufgedampft worden waren (Abstand Glühspirale/Präparat 10 cm im Vakuum); wurde aber das Silber sehr schnell, in 5—10 Sek. aufgedampft, so kamen ausgesprochene Faserdiagramme zustande [(111) parallel zur Unterlage]. Am besten waren sie beim Quarz bei einer Dicke von 10^{-5} cm ausgebildet. Bei größeren Dicken änderte sich

nichts an der gefundenen Faserstruktur, und bei geringeren Dicken (30—50 $m\mu$) war die Orientierung nur schwach bemerkbar. Außer beim Quarz wurde die Orientierung auch beim Glimmer, Glas und Steinsalz gefunden, wenn nur schnell genug aufgedampft wurde.

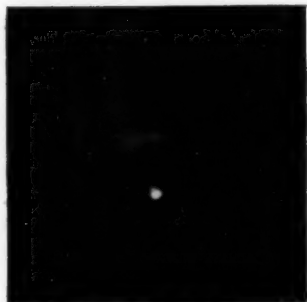


Fig. 12. 60 $m\mu$ dicke Ag-Schicht
auf Quarz

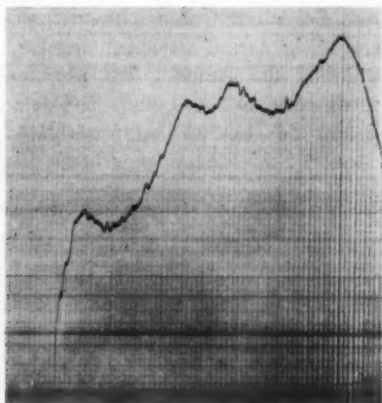


Fig. 13

Vergleicht man die Rauigkeit von gleichdicken Silberschichten auf verschiedenen Unterlagen, dann findet man — in Übereinstimmung mit den früheren Ergebnissen von F. Kirchner(4) — zwar nicht sehr beträchtliche, aber doch immerhin merkliche

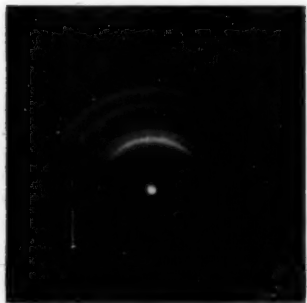


Fig. 14. 100 $m\mu$ dicke Ag-Schicht
auf Quarz

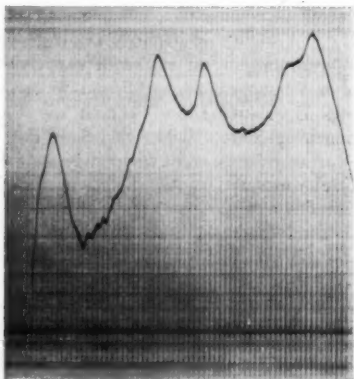


Fig. 15

Unterschiede. Bei den vorstehenden Versuchen wurden die glattesten Schichten auf Quarz gefunden; auf den übrigen Unterlagen nahm die Rauigkeit in der folgenden Reihenfolge zu: Glas, Glimmer, Steinsalz, Kollodium.

Bei allen Untersuchungen an aufgedampften Schichten mußte sorgfältig darauf geachtet werden, daß die Ränder der Unterlage während des Aufdampfens abgedeckt blieben. Wenn nämlich das verdampfte Material auch auf dem Rand der Unterlage sitzt, dann liefert die *Durchstrahlung des Randes* des Präparates auch bei sehr dünnen Schichten noch scharfe Ringe!

4. Quecksilber, Gallium und amorphe Substanzen

Ein Tropfen Hg wurde mittels einer kleinen Vertiefung in einem Eisenblock streifend in den Elektronenstrahl gebracht. Hierbei traten etwa drei bis vier Interferenzpunkte in gleichem Abstand auf¹⁾. Wurde die Größe des Tropfens variiert, so blieben die Punkte unverändert. Ferner wurde ein Hg-Meniskus untersucht, dessen Oberfläche durch Überperlen im Vakuum dauernd erneuert wurde (vgl. S. 556). Jetzt traten die erwähnten Interferenzpunkte nicht mehr auf, und die Streuintensität nahm nach außen ganz gleichmäßig ab, ohne die geringste Andeutung eines Schwärzungsmaximums. Endlich wurde noch die Oberfläche des Meniskus nach der auf S. 556 beschriebenen Methode vergrößert. Mit zunehmender Größe der Oberfläche wurden jetzt die Punkte wieder beobachtet, bis schließlich bei einem Teller von 5 cm Durchmesser sogar einzelne scharfe Ringe mit deutlicher Faserstruktur auftraten, die offenbar von Verunreinigungen herrührten.

Auch die erwähnten Interferenzpunkte rühren höchstwahrscheinlich von Verunreinigungen, vielleicht von Oxyden auf der Hg-Oberfläche her. Daß bei den Versuchen mit größerem Teller, d. h. mit größerer Hg-Oberfläche, trotz des Überlaufens im Vakuum die Verunreinigungen sich stärker bemerkbar machen, kommt wahrscheinlich daher, daß bei einem Heben des äußeren Vorratsgefäßes nicht mehr wie bei einem kleinen Meniskus die ganze Oberfläche erneuert wurde, sondern daß jetzt das Hg an irgendeiner Stelle des Randes abperlte, während die Oberfläche wahrscheinlich unverändert blieb. Besonders scharf und intensiv wurden die von Verunreinigungen herrührenden Interferenzringe dann, wenn man mit Hilfe einer Wasserwaage die ganze Apparatur vollkommen waagerecht stellte, so daß der Elektronenstrahl eine möglichst große Fläche überstreichen konnte, und wenn man die Oberfläche lange Zeit unter Vorvakuumdruck stehen ließ.

Gallium, das bis herab zu 0° flüssig bleibt, wurde im Vakuum auf 2 Kollodiumhäutchen gleichzeitig aufgedampft, so daß auf beide

1) Vgl. auch H. Raether (10).

Unterlagen (für Durchstrahlung und Reflexion) gleiche Galliumschichten sich niederschlugen. Sehr dünne Galliumschichten zeigten bei der Durchstrahlung zwei sehr stark verwaschene Ringe, die auf eine amorphe Struktur des Galliums hindeuten. In Reflexion waren auch hier keinerlei Schwärzungsmaxima beobachtbar. Die Reflexionsversuche an dickeren Schichten ergaben zwei etwas schärfere und einen bis zwei verwaschene Ringe.

Frisch aufgedampfte Selenschichten lieferten in Durchstrahlung, auch noch in relativ dicken Schichten (stark rot gefärbt), einige stark verbreiterte Interferenzringe. Nach 1 Std. waren die Kristalle bereits soweit gewachsen, daß eine große Anzahl scharfer Ringe auftrat [vgl. F. Kirchner (5)].

Dünne Schichten zeigten in Reflexion ebenfalls keine Schwärzungsmaxima. Erst nach einiger Zeit, nach dem Wachsen der Kristalle erschienen auch hier wieder scharfe Ringe. Da die dünnen Schichten auf Kollodium in Reflexion sich leicht aufluden, wurde der Versuch mit einem polierten Kupferblock als Unterlage wiederholt. Auch hier waren unmittelbar nach dem Aufdampfen des Sels in Reflexion *keine* Schwärzungsmaxima vorhanden.

Einige weitere Versuche wurden mit amalgamierten Metalloberflächen durchgeführt. Kupfer- und Silberblöcke wurden geätzt, abgespült und dann kürzere oder längere Zeit in reines Hg gehalten. Es zeigte sich dann, je nach der Dauer der Ätzung und des Eintauchens in Hg, eine graue bis spiegelnd silbrige Oberfläche. Die amalgamierten Blöcke wurden darauf in Reflexion untersucht. Hierbei konnten wieder keine Interferenzringe, auch keine verwaschenen, festgestellt werden. Wenn ein dünnes Silberpräparat in den Beobachtungsraum gebracht wurde, während die dazugehörige Quecksilberdiffusionspumpe ohne flüssige Luft betrieben wurde, dann nahmen die scharfen Silberringe, die das Präparat bei der Durchstrahlung anfangs lieferte, an Intensität allmählich ab und verschwanden schließlich vollständig.

Anhang: Reflexionsversuche an organischen Substanzen

Aus Röntgenuntersuchungen [Mark u. Trillat (6), Müller (7)] ist bekannt, daß gewisse organische Verbindungen, die lange Kohlenwasserstoffketten bilden, sich auf ebener Unterlage parallel zueinander orientieren. Während nun die Röntgeninterferenzen die Gesamtlänge der Moleküle, nämlich den Abstand der zur Unterlage parallelen Netzebenen liefern, wird, wie von Murison (8) zuerst festgestellt worden ist, der Charakter des Elektroneninterferenzbildes überwiegend durch die Anordnung der Kohlenstoffatome innerhalb des einzelnen Moleküls bestimmt. Die Kohlenstofffreien der einzelnen Moleküle verursachen nämlich Lauekegel, deren Schnittkurven mit der Ebene der photographischen Platte als Schichtlinien auf den Reflexionsaufnahmen sichtbar werden (Fig. 16). Wenn dann

die Molekülketten, abgesehen von ihrer Parallelität, noch in engere Lagenbeziehungen untereinander treten, dann heben sich, wie ebenfalls schon von Murison festgestellt worden ist, einzelne Interferenzpunkte auf den Schichtlinien heraus. Die Versuche von Murison wurden zunächst wiederholt und auf einige weitere Substanzen ausgedehnt.

Die zu untersuchenden Stoffe, meist fest, pastenartig oder flüssig, wurden dabei auf eine Unterlage von Metall oder Glas in einer dünnen Schicht aufgetragen und vom Elektronenstrahl streifend getroffen.



Fig. 16. Typische Reflexionsaufnahme von gewöhnlichem Hahnfett

Bei den festen Stoffen wurden meist die Unterlagen erwärmt, bis die Stoffe zu fließen begannen; die anderen Substanzen wurden mit einem Glasstab ausgestrichen oder mit einem Stück Seidenpapier verrieben. Zunächst wurde eine größere Zahl von Versuchen an „Mischungen“ von Fetten, Ölen und Wachsen (z. B. Hahnfett, das aus Vaseline, Paraffin und geschmolzenem Rohgummi besteht) angestellt; später wurden auch einige chemisch-reine Kohlenwasserstoffe und Paraffine untersucht, die mir in freundlicher Weise von Herrn Prof. Wienhaus, Leipzig, zur Verfügung gestellt wurden. Die Wahl

der Substanzen war außerdem noch abhängig von ihrem Dampfdruck. Viele verflüchtigen sich nämlich beim Abpumpen oder bei Elektronenbeschöpfung, andere aber schieden aus, weil sie als gute Isolatoren wirken und sich auch bei vorsichtiger Bestrahlung aufladen.

In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Murison trat stets ein Brechungseffekt auf; aus der Verschiebung der Interferenzen nach dem Primärstrahl zu muß man auf ein positives inneres Potential schließen, dessen Wert bei den verschiedenen Substanzen zwischen 1 und 8 Volt schwankte (vgl. Tab. 1).

In einigen Fällen lagen die Schichtlinien nicht horizontal, wie in Fig. 16, sondern geneigt; dies deutet darauf hin, daß hier die Molekülketten sich nicht senkrecht zur Unterlage, sondern schräg dazu einstellen.

Eine sehr merkwürdige Erscheinung trat bei der Untersuchung von Hahnfetten und ähnlichen Substanzen auf. Bei

Tabelle 1
Netzebenenabstand d und inneres Potential ϕ

	d	ϕ
Hahnfett: Pressler	2,57	6,5
Hahnfett: Leybold	2,48	6,1
Vaseline	2,55	7,7
Paraffinsalbe	2,56	2,9
Gummi + Vaseline	2,57	7,8
Lanolin	2,43	1,8
Picein	2,61	4,7
Staufferfett	2,63	6,0
Shell K	2,59	7,2
C ₁₂ H ₃₆	2,52	1,9
C ₁₄ H ₃₀	2,54	2,0
C ₁₆ H ₃₄	2,59	2,4
C ₁₈ H ₃₈	2,53	1,5
Paraffinschuppen	2,52	1,3

Mittelwert: $d = 2,55$

streifendem Einfall des Elektronenstrahls auf Hahnfett zeigten sich nämlich oft außer den oben beschriebenen Schichtlinien noch sehr scharfe Ringteile (Fig. 17), und wenn man den als Unterlage dienenden Tisch nur genügend weit aus dem Strahlengang herauszog, kamen auch vollständige Kreisringe zum Vorschein (Fig. 18), die nur von einer Durchstrahlung irgendwelcher im Hahnfett enthaltenen Substanzen herrühren konnten. Sie mußten an einigen Stellen aus der Fetthaut herausragen, ziemlich lang und unter etwa 10^{-5} cm dick sein, damit sie noch durchstrahlt werden konnten. Kurz nach dem Auftragen des Fettes durch Ausstreichen mit einem Glasstab auf der Unterlage konnte man die Ringe, beim Durchdrehen der Unterlage durch den Strahl, an einigen Stellen feststellen. Sie verschwanden aber nach einiger Zeit auch ohne Beschießung mit Elektronen. Die scharfen Ringe konnten im allgemeinen um so länger beobachtet werden, je niedriger der Dampfdruck des betreffenden Fettes war; z. B. blieben bei einem sehr guten Hochvakuumfett der Firma Pressler die Ringe bis zu 3 Std. beobachtbar, während sie bei gewöhnlichen Dichtungsfetten (Kahlbaumfett in Zinntube) schon nach wenigen Minuten verschwanden.

Außer diesen gleichmäßigen Ringen traten aber auch vollständige „Schichtliniendiagramme“ auf, wie sie die Fig. 19 zeigt, und endlich bildeten sich manchmal auch Überlagerungen von zwei und mehr solcher Schichtliniendiagramme. Beobachtet wurde diese Erscheinung bei 4 Dichtungsfetten: 2 Fetten der Firma Pressler, dem Ramsayfett von Leybold und dem Hahnfett in der Zinntube von

Kahlbaum. Bei den Apiezondichtungsfetten konnte sie nicht festgestellt werden.

Von welchen Bestandteilen der Fette diese Erscheinung verursacht war, konnte nicht mit Sicherheit festgestellt werden; die

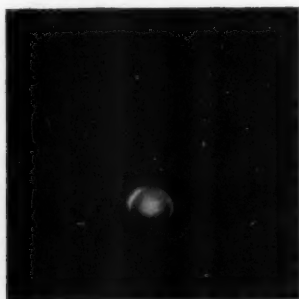


Fig. 17

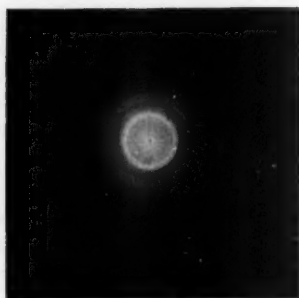


Fig. 18

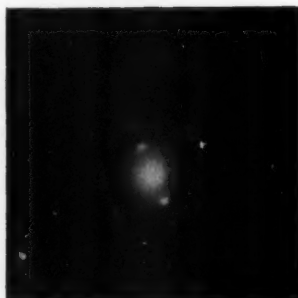


Fig. 19

Figg. 17—19. Reflexionsaufnahmen von Hahnfett mit Kristallhäufchen

Auswertung der Aufnahmen lieferte dieselben Netzebenenabstände (7,2 und 4,8 ÅE), wie sie schon von Trillat u. a. [(9), (11), (12)] für Paraffin und eine große Anzahl von anderen Kohlenwasserstoffen gefunden worden sind.

Bemerkenswert ist schließlich noch, daß bei den zuletzt besprochenen Aufnahmen (Figg. 17—19) die Breite der Interferenzringe stets bedeutend kleiner ist, als man es nach der natürlichen Divergenz des Primärstrahls erwarten sollte. Dies ist darauf zurückzuführen,

daß die das Interferenzbild verursachenden Kristallhäufchen bedeutend kleiner sind als der Durchmesser des Primärstrahlbündels, und daß so nur ein Teil des Primärstrahls wirksam ist. Nehmen wir an, die Kristallitgruppen hätten einen Durchmesser von 0,05 mm, so blenden sie aus dem Kathodenstrahl eine Fläche von $2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$ aus. Die verschiedenen Interferenzpunkte der Fig. 19 sind schätzungsweise durch etwa 100 einzelne Kriställchen verursacht. Ein Kriställchen, das nur eine Fläche von $\frac{2 \cdot 10^{-5}}{100} \text{ cm}^2 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ bedeckt, das also bei einer Dicke von 10^{-7} bis 10^{-6} cm nur etwa 10^{-12} g wiegt, ist demnach für die Elektroneninterferenzmethode noch gut erfaßbar.

Zusammenfassung

Silberschichten von verschiedener Dicke wurden im Vakuum auf verschiedenerlei Unterlagen aufgedampft. Von diesen Schichten wurden Elektroneninterferenzaufnahmen hergestellt, einerseits in Durchstrahlung, anderseits in Reflexion. Die bei den Reflexionsaufnahmen auftretende Verbreiterung der Interferenzringe wurde photometrisch nachgewiesen. Bei der Reflexion an glatten Oberflächen von amorphen Substanzen und an der Oberfläche von einkristallinen Flüssigkeiten konnten keine Interferenzmaxima festgestellt werden.

Bei Reflexionsaufnahmen an einer größeren Zahl von langkettigen Kohlenwasserstoffen wurden außer den schon bekannten, von den einzelnen Molekülen herrührenden verwaschenen Schichtliniendiagrammen an einigen Dichtungsfetten gelegentlich scharfe „Pulverdiagramme“ gefunden, die offenbar bei der Durchstrahlung von kleinen, wohlgeordneten Kristallhäufchen entstehen, die manchmal aus der Fettschicht herausragen.

Dank schulde ich Herrn Prof. F. Kirchner, unter dessen Leitung ich die Arbeit ausgeführt habe, und der mir die Hilfsmittel seines Instituts zur Verfügung gestellt hat, Herrn Prof. Försterling, der uns das Zeissche selbstregistrierende Photometer seines Instituts zur Verfügung gestellt hat, und Herrn Dr. Richter für die Herstellung der Photometerkurven. Bei der Arbeit fanden ferner einige Apparate Verwendung, die seinerzeit im Münchener Institut für theoretische Physik aus Mitteln der Rockefeller-Stiftung beschafft worden waren.

Literaturverzeichnis

- 1) C. H. Davisson u. H. Germer, *Nature* **119**. S. 528. 1927.
- 2) C. H. Davisson u. H. Germer, *Phys. Rev.* **30**. S. 705. 1927.
- 3) F. Kirchner, *Ann. d. Phys.* [5] **11**. S. 741. 1931.
- 4) F. Kirchner, *Erg. ex. Naturw.* **11**. S. 111. 1932.
- 5) F. Kirchner, *Ztschr. f. Phys.* **76**. S. 576. 1932.
- 6) H. Mark u. J. J. Trillat, *Erg. d. techn. Röntgenkunde* **4**. S. 69. 1934.
- 7) A. Müller, *Proc. Roy. Soc. (A)* **120**. S. 437. 1928.
- 8) C. A. Murison, *Philos. Mag.* **17**. S. 201. 1934.
- 9) G. Natta, *Giorn. d. Chim. Induszt. ed Appl.* S. 285. 1934.
- 10) H. Raether, *Ztschr. f. Phys.* **86**. S. 82. 1933.
- 11) J. J. Trillat u. Th. v. Hirsch, *C. R. Acad. Sci* **193**. S. 649. 1931; **194**. S. 755. 1932.
- 12) J. J. Trillat, *Transact. of the Farad. Soc.* **148**. S. 1001; *Le Journ. d. Phys. et le Radium* **7**. S. 38. 1933.

Berlin-Siemensstadt, Wernerwerk.

(Eingegangen 29. Dezember 1936)